

大爆破后矿井通风

苏联 С.И. 魯果夫斯基 著

馬逸吟 吳中立編譯

中国工业出版社

2

本书是根据苏联冶金出版社1958年出版的С. И. 鲁果夫斯基著“大爆破后矿井通风”一书删节编译的。编译时保留了理论阐述部分的全部内容，删去了一些与主题无直接关联的次要材料，在文字上作了适当的精简，力图用较少的篇幅反映原书的基本内容。

书中综合了苏联矿山用大爆破采矿法开采时矿井通风方面的先进经验，并介绍了其他国家在这方面的若干成就。阐述了大爆破后采场炮烟涌出量的计算方法，回采矿块和全矿的合理通风系统及所需风量的计算方法，以及各种采矿方法的矿块通风制度和矿井通风的实例。列举了工业试验中获得的各種主要系数的数值；并用具体例子阐明矿山通风设计时如何运用所提出的计算方法。

本书可供采矿生产、设计和科学研究部门的工程技术人员使用，对于高等矿业院校和中等专业学校的师生也有参考价值。

С. И. Луговский
ПРОВЕТРИВАНИЕ ШАХТ
ПОСЛЕ МАССОВЫХ
ВЗРЫВОВ
Металлургиздат
Москва 1958

大爆破后矿井通风
馬逸吟 吳中立編譯

冶金工业部图书編輯室編輯(北京猪市大街78号)
中国工业出版社出版(北京佟麟閣路丙10号)
(北京市书刊出版事业許可証出字第110号)
中国工业出版社第三印刷厂印刷
新华书店北京发行所发行·各地新华书店經售

开本787×1092 1/16·印张8 3/4·插頁1·字数202,000
1962年11月北京第一版·1962年11月北京第一次印刷
印数001—550·定价(10-7) 1.30元

統一书号: 15165·1933(冶金-288)

大 爆 破 后 矿 井 通 风

苏联 С.И.魯果夫斯基著

馬逸吟 吳中立編譯

中国工业出版社

本书是根据苏联冶金出版社1958年出版的 С. И. 鲁果夫斯基著“大爆破后矿井通风”一书删节编译的。编译时保留了理论阐述部分的全部内容，删去了一些与主题无直接关联的次要材料，在文字上作了适当的精简，力图用较少的篇幅反映原书的基本内容。

书中综合了苏联矿山用大爆破采矿法开采时矿井通风方面的先进经验，并介绍了其他国家在这方面的若干成就。阐述了大爆破后采场炮烟涌出量的计算方法，回采矿块和全矿的合理通风系统及所需风量的计算方法，以及各种采矿方法的矿块通风制度和矿井通风的实例。列举了工业试验中获得的各種主要系数的数值；并用具体例子阐明矿山通风设计时如何运用所提出的计算方法。

本书可供采矿生产、设计和科学研究部门的工程技术人员使用，对于高等矿业院校和中等专业学校的师生也有参考价值。

С. И. Луговский
ПРОВЕТРИВАНИЕ ШАХТ
ПОСЛЕ МАССОВЫХ
ВЗРЫВОВ
Металлургия
Москва 1958

大爆破后矿井通风
馬逸吟 吳中立編譯

冶金工业部图书編輯室編輯(北京猪市大街78号)
中国工业出版社出版(北京修麟閣路丙10号)
(北京市书刊出版事业許可証出字第110号)
中国工业出版社第三印刷厂印刷
新华书店北京发行所发行·各地新华书店經售

开本 $787 \times 1092 \frac{1}{16}$ •印张 $8 \frac{3}{4}$ •插頁1•字数202,000
1962年11月北京第一版•1962年11月北京第一次印刷
印数001—550•定价(10-7) 1.30元

統一书号: 15165•1933(冶金-288)

序 言

广泛运用高效率的大爆破地下开采方法是近代采矿工业的重大革新之一。大爆破后为清除爆破生成的炮烟，必须进行有效的通风，在爆破后通风时间内，矿块、采区甚至全矿将停止生产。此外，还必须进行经常性的通风，以建立正常的矿内大气条件，保证矿工的身体健康和劳动生产率的不断提高。这都要求我们能够编制正确的矿井通风设计，并采取有效的组织技术措施。

目前在矿井通风设计中采用的风量计算方法主要根据纯稀释炮烟原则，从而导致安装的扇风机能力与矿井实际需要的不相适应。

苏联技术科学博士B.H.沃罗宁〔11、12〕以近代空气动力学为基础建立了风流带动并稀释瓦斯的理论概念，从理论上初步解决了金属矿分层崩落法、倾斜分层充填法及空场采矿法爆破后采场通风计算问题。

对于大爆破后的矿井通风问题，其他国家研究得很少，但他们在气体通过块状物料的渗透规律方面的研究资料，对研究大爆破后矿井通风过程有一定参考价值。

C.H.鲁果夫斯基以前曾发表过若干关于大爆破后矿井通风所需风量计算及合理的通风制度方面的研究成果〔26、27、29、30〕，但就其内容及系统性而言，是不够充实和完整的。

在本书中所要解决的一系列新问题是：

1. 阐明大爆破开采法的矿块通风过程及现象的本质，并予以数学解说。
2. 建立现代的采矿工作条件下矿井通风计算的理论基础。
3. 研究回采矿块和全矿的最有效的通风方法。
4. 拟订最合理的通风管理制度和组织技术措施。

5. 汇集大量实际资料，综合分析，对所导出的理论进行实验校核而得出计算所用的系数。

本书所根据的实验部分是在苏联克里沃洛格矿区进行的，但书中所推荐的通风系统及计算方法同样适用于其他矿区。

在研究中采用了下列几种工作方法：1) 分析研究法，2) 工业试验法，3) 模型实验法。

为了确定某一过程诸因素间的数量关系，广泛应用了分析研究法。同时以与实际现象相似的物理模型作为初始概念。在模拟资料的数学加工时运用了通风理论方面及其他相邻科学领域的研究成果。

在研究中并用了上述三种方法，并以矿井直接观测及部分实验室观测为基础的试验作为真理的最后准则。

由于大爆破后所发生的许多现象难于、甚至不可能进行实验室模拟，所以绝大部分实验是直接进行的。进行工业性试验能够获得最可靠的资料，但工作量大而费用较多。

目 录

序言

第一章 大爆破后采矿场瓦斯涌出的理论基础.....	7
1. 概述.....	7
2. 炮烟通过崩落矿石运动的特性与状态.....	10
3. 块状介质的空气动力阻力系数与运动状态准则Re数的关系	11
4. 气体通过块状物料的稳定流动.....	12
5. 气体通过块状物料的不稳定流动.....	15
6. 回采空间瓦斯初始压力的计算.....	18
第二章 基本理论关系式的实验校核.....	19
甲、气体的稳定流动.....	19
1. 实验设备说明.....	19
2. 研究方法.....	21
3. 研究结果.....	24
乙、气体的不稳定流动.....	27
4. 实验设备说明.....	27
5. 研究方法.....	29
6. 研究结果.....	29
第三章 工业试验方法和主要计算量的确定.....	31
1. 风量测定.....	31
2. 采集空气试样.....	31
3. 空气试样分析.....	36
4. 确定炮烟污染的巷道容积.....	36
5. 矿石的自由容积(空隙)及其平均直径.....	37
6. 渗透炮烟的矿石层高度.....	38
7. 瓦斯混合物的物理常数.....	39
第四章 贯穿洞室型采矿法的矿块通风.....	39
1. 开采方法的实质及主要的矿块通风系统.....	40
2. 技术科学博士B.H. 沃罗宁教授的洞室通风理论简述.....	47
3. 大爆破后洞室通风计算的特点.....	49
4. 采矿洞室大爆破后矿井通风所需风量的计算.....	52
5. 放矿时炮烟的突然涌出.....	54
6. P. 柳克谢姆布尔格矿山《新》矿井5—6号采场通风实例.....	56
第五章 水平深孔分层落矿空场采矿法的矿块通风.....	60
1. 矿块的通风系统及其条件.....	60
2. 预计的炮烟涌出量.....	61
3. 炮烟污染的井巷中有毒气体浓度降低方程式的导出.....	64

4. 計算矿块通风所需风量的图解分析法.....	65
5. 矿块通风制度.....	69
6. K.李卜克内西矿山《新》矿井3—5 ^a 号矿块通风实例.....	73
第六章 《封闭扇形》分段崩落法的矿块通风.....	76
1. 矿块的通风系统及其条件.....	76
2. 預計的炮烟涌出量.....	80
3. 矿块通风所需风量計算.....	81
4. 矿块通风制度.....	82
5. 《巨人》矿井18号矿块通风实例.....	82
第七章 阶段留矿法的矿块通风.....	86
1. 矿块通风系统及其条件.....	86
2. 預計的炮烟涌出量.....	88
3. 炮烟濃度降低的特征.....	91
4. 矿块通风所需风量計算.....	93
5. 矿块通风制度.....	94
6. 《公社社員》矿井69—72号矿块第二盘区崩矿时的通风实例.....	95
第八章 深孔分段崩落法的矿块通风.....	98
1. 矿块通风系统及其条件.....	98
2. 預計的炮烟涌出量.....	99
3. 矿块通风所需风量計算.....	100
4. 矿块通风制度.....	101
5. 《基洛夫》矿井5号矿块通风实例.....	101
第九章 阶段自然崩落法的矿块通风.....	103
1. 矿块通风系统及其条件.....	103
2. 矿块通风所需风量計算.....	103
3. 矿块通风制度.....	105
4. 工业試驗.....	105
5. 矿块通风风量計算例题.....	105
第十章 处理地下空场时的矿井通风.....	106
1. 地下空场的分类.....	106
2. 处理空场的基本方法及矿井通风系统.....	108
3. 預計的炮烟涌出量.....	109
4. 矿井通风所需风量計算.....	113
5. 《巨人》矿井129—135号空场处理时的巷道通风实例.....	114
第十一章 矿井通风的一般問題.....	117
1. 概述.....	117
2. 改善矿井通风的途径.....	117
3. 現有的矿井通风风量計算法.....	119
4. 矿井通风所需风量的合理計算法.....	119

5. 通风制度.....	121
6. 全矿所需风量计算方法的实验校核.....	122
7. 矿块通风方法.....	123
8. 调节通风制度的方法.....	124
9. 缩短矿井通风时间的组织技术措施.....	127
10. 大爆破后矿井通风中的安全问题.....	127
11. 大爆破时通风过程自动化.....	128
12. 露天采场的爆破工作对地下井巷受炮烟污染的影响.....	131
13. 矿井通风所需风量计算例题.....	131
結束語.....	136
参考文献.....	138

第一章 大爆破后采矿场瓦斯涌出的理論基础

1. 概 述

使用大爆破崩落的地下开采方法时，在多数情况下炮烟由回采空間通过崩落矿石渗透到邻近巷道中。为了确定瓦斯涌出的数量及其規律，必須知道崩落矿石的渗透性。

苏联学者們进行的大量研究及其他国家的个别著作，对块状和多孔物料的渗透性的研究作出了贡献。

在苏联学者的著作中充分地阐明了气体通过块状或多孔物体时所发生的现象的本质，并确定了空气动力阻力和通过物质数量的基本关系（考虑到通过物质及过滤介质的实际性质）。此外，进行了天然气矿床岩石渗透性的研究，以及作为炼铁炉配料（铁矿石、石灰石、焦炭等）或洗滌填料（砾石、中性长石、方解石等）用的块状物料的研究。同时由于附加的破碎、选矿、水份降低等原因，采落的岩石和铁矿石在其研究时刻与天然条件比較，空气动力阻力特性已有急速的变化。

以前进行的块状物料渗透性試驗，只是在气体稳定运动条件下而不是在所有可能的运动状态下进行的。大爆破后炮烟經矿石渗透具有不稳定的特性，而从属于各种空气动力状态。

由于上述原因，大爆破后矿石的渗透性与熔铁时的渗透性有很大区别。因此有专门研究采矿场中崩落矿石的渗透性及确定瓦斯涌出基本規律的必要，否則就不可能足够精确地确定炮烟向巷道中涌出的特性及数量。必須預先知道大爆破后某矿块的炮烟涌出量，才能正确計算在一定時間內巷道（被污染的）通风所需的风量。

在現場所遇到的各种大爆破条件下，崩落矿块中炮烟涌出量的計算方法至今尚未制訂出来。这些計算方法只能根据对矿井中所发生的现象和自然状态下崩落矿石的渗透性規律所作的研究来制訂，这就成为本章的基本課題。

M.A.沙波娃洛夫〔47〕研究了炼铁炉配料的渗透性。曾对不同块度組成的焦炭和克里沃洛格铁矿石进行了研究。

块状物料层在空气通过时阻力的变化取决于各种因素，如沙波娃洛夫的图解所示。

图1表明压力损失和通过各种块度矿石的空气流速間的关系。由图可見，随着块度减小，压力损失显著增加而曲綫变陡。

在图2中有两条曲綫，其中曲綫A是表示在一定风速条件下压力损失随物块尺寸变化的关系，而曲綫B則表示矿石块的总表面积随其破碎程度不同而变化的关系。这些曲綫表明，随着物块直径增加，压力损失和块状物料的总表面积均减少。

上述作者还进行了查明粉料对炉料渗透性影响的实验，为此曾以等体积的（11~31毫米）六种粒度的矿石附加粒度为1~4毫米不同数量的矿石配成混合料。根据实验資料繪出图3。由图可知，細粒含量小于50%时，渗透性是随細粒含量增加而降低的。附加細粒物繼續增加时則得相反結果，这是由于矿石自由容积稍有增加所致。

为查明物料的配置情况对矿石层渗透性的影响而进行的专门試驗，也是饶有兴趣

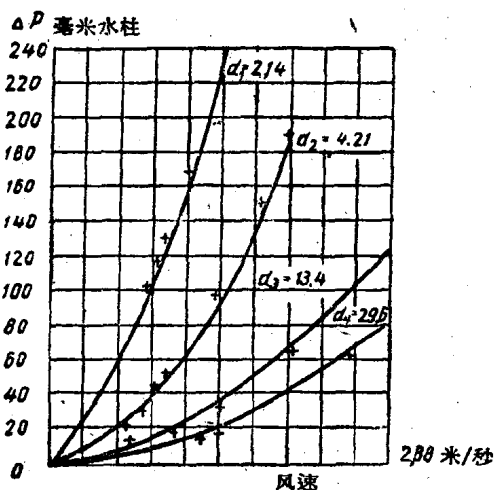


图1 对于不同块度的矿石压力损失和风速的关系

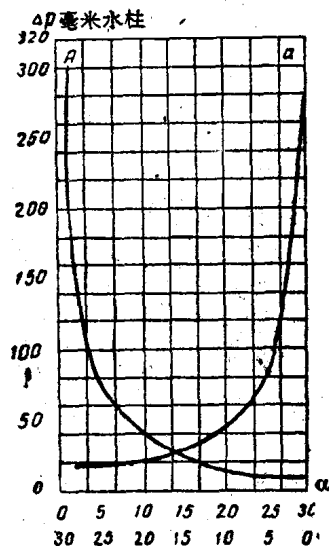


图2 压力损失和矿石总表面积变化与矿石尺寸的关系（在一定风速时）

的。在所有情况下，按粒度分层装料，其阻力较混合装料稍小，因为混合装料比较紧密（约小10~15%）。

q —米³/米²秒

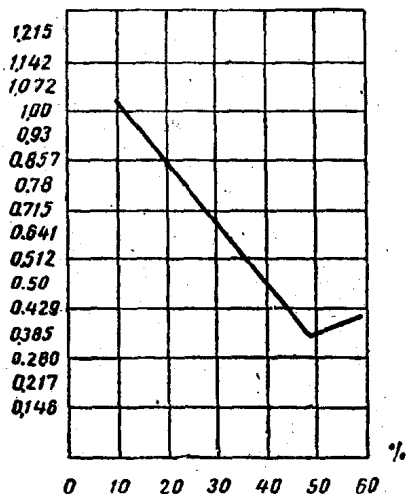


图3 矿石混合物渗透性的变化与加入细粒含量的关系

M. A. 沙波娃洛夫的工作提供了有价值的实验资料，并在计算炼铁炉配料的空气动力阻力这一复杂问题上开辟了很多途径。

H. M. 扎沃龙科夫教授〔16〕在块状洗涤填料的空气动力阻力计算方面的详尽研究有着重大意义。

根据其理论结论，H. M. 扎沃龙科夫提出了管道中瓦斯紊流运动规律的方程式：

$$\Delta p = \lambda \frac{rw^2 l}{2gd}, \quad (1)$$

其中 λ ——瓦斯靠管壁的摩擦系数；

l ——管道长度；

d ——管道直径。

应用于块状填料，作者给式（1）以另一形式

$$\Delta p = \frac{2frHw^2}{gd_0}, \quad (2)$$

式中 $f = \frac{\lambda}{4}$ ——充填料的总阻力系数（考虑填料中气流摩擦、收缩和扩张）；

H ——填料层高度，米；

w ——瓦斯在填料自由断面上的实际流速，米/秒；

d_0 ——块状填料中孔道的当量直径，米。

孔道的当量直径由下式计算

$$d_0 = 4r \quad (3)$$

或

$$d_0 = 4 \frac{V_{cb}}{S} = 4 \frac{F_a}{S}, \quad (4)$$

其中

$$r = \frac{V_{cb}}{S} = \frac{F_a}{S} \text{——孔道的水力半径, 米;}$$

V_{cb} ——填料的自由容积, 米³/米³;

S ——单位容积填料的表面积 (考虑气体洗涤器器壁面积), 米²/米³;

F_a ——填料的动力断面, 数值上等于其自由容积, 米²/米³。

因此, 填料的阻力不仅取决于自由容积, 还取决于其比表面。根据 H.M. 扎沃龙科夫的实验, 对于每种型式和尺寸的填料, 压力损失和空气流速的关系在对数坐标上是一条直线, 并且对于同型填料, 该直线的倾角与块度无关而为定值。

由这些实验可以用图来表示洗涤填料的空气动力阻力系数与雷诺数的关系 (图 4)。在直线转折处表面由层流运动向紊流运动状态的过渡, 相应于数值 $Re \approx 50$ 。因此, 气体在洗涤器中运动时, 这种过渡比在空管中出现得早些。

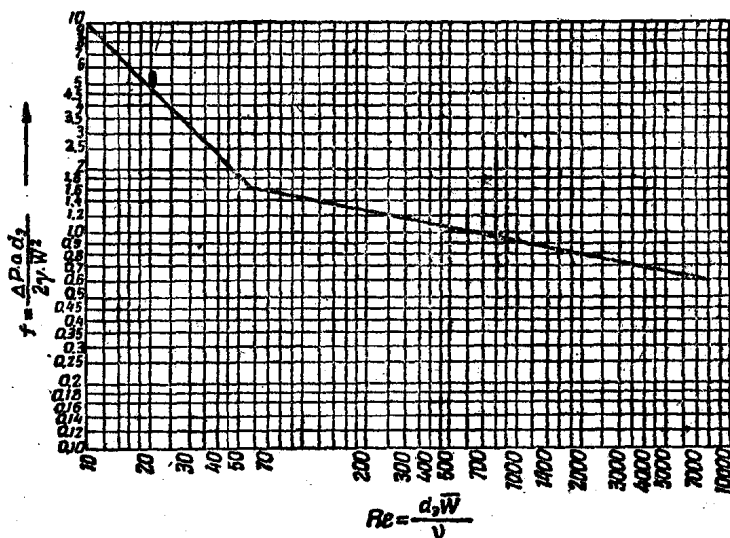


图 4 块状和环状洗涤填料的阻力系数是雷诺数的函数
(根据 H.M. 扎沃龙科夫资料)

M.A. 斯捷法诺维奇 [44] 在炼铁炉配料成分的渗透性计算方面的研究结果引起很大的兴趣, 研究结果表明, 配料层孔道的当量直径是表征其阻力的可靠参数。

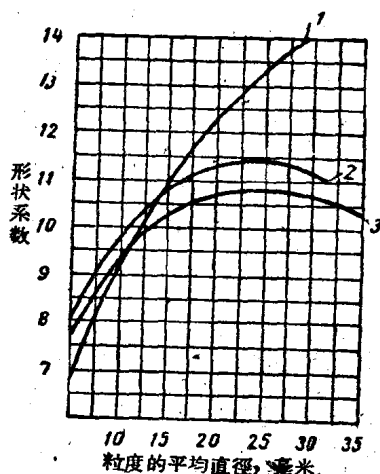


图 5 各种块状物料的形状系数
1—烧结矿; 2—石灰石; 3—铁矿石

根据实验资料, M.A. 斯捷法诺维奇获得了为计算各种形状的块状物料的表面积所需的系数值 (图 5)。

方程式 (2) 表示气流通过块状物料作稳定紊流运动, 并考虑物料组成块度及气体物理特性的规律。上述方程的正确性已为 H.M. 扎沃龙科夫、A.C. 勃鲁克 [9] 及其他研究人员的多次实验所证实。因此上述方程可以作为在气体稳定紊流渗透条件下块状介质阻力计算的基础。

至于遵循非线性规律的气体通过块状介质时的不稳定运动, 则研究得很少, 且在文献中未得必要的阐明。

必須指出, 气体通过多孔介质的不稳定运动方程式首先是由 Л.С. 列边仲院士以微分形式导出的〔25〕。由于积分该方程所引起的分析方法上的困难, 只能借助于近似方法来克服。

2. 炮烟通过崩落矿石运动的特性与状态

由于炸药的爆破, 使矿石依次分层崩落, 而在封闭的矿房中生成若干具有某一初始压力的气体混合物, 在压力的作用下, 形成向矿漏方向运动的气流 (图 6)。

气体混合物通过崩落矿石层的运动是一复杂过程, 它的流动特性取决于很多因素。要考虑到对流动过程发生影响的全部因素是极其困难的, 所以为了解决所提出的课题, 通常需要就这种现象的比較简单的物理模型用近似方法对問題进行分析。

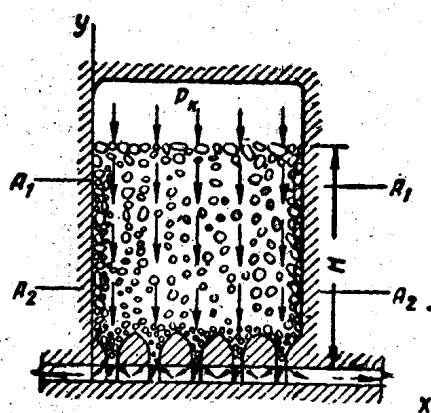


图 6 矿房中的瓦斯等值流

上, 所有各点的渗透速度相等。

与不可压缩液体的等值渗透相反, 在同一时刻炮烟流在矿房的各个断面上 (例如, 在图 6 中的 A_1A_1 和 A_2A_2 断面上) 具有不同的流速。在放矿漏斗与矿房巷道 两帮的连接段这一有限的区域内, 流动的等值性有某些破坏。

此外, 炮烟透过采落矿石渗出具有不稳定特性, 实际上可有三种流动状态。

1. 稳定紊流状态——在爆破后的即刻, 矿房内形成相当高的压力, 在压力作用下炮烟高速流动。
2. 不稳定紊流状态——随着压力降落的同时, 流速也减小。
3. 层流状态——由于矿房中压力大减及所存储的炮烟差不多已完全放完, 炮烟流速变为极小。

显然, 在与前两种状态相应的时刻炮烟涌出最为急剧。在相应于第三种状态的时刻, 炮烟涌出量相当小, 但炮烟渗透过程在相当长的时间内继续着。

矿房中存有块状物料时能增大炮烟流的紊流度, 而使得由层流状态向紊流状态过渡的雷诺数 Re , 较之在自由井巷中流动时之过渡 Re 值为小。

虽然与炮烟透过块状介质相关的整个现象极为复杂, 而且要精确考虑所有因素对流动过程的影响是很困难的, 但是, 进行了允许的简化, 并利用已有的地下水力学的规律, 就可能制订出大爆破后矿井中炮烟涌出量计算的一般方法。

3. 块状介质的空气动力阻力系数与 运动状态准则Re数的关系

许多人所作的实验观察证明, Re准则达到一定值时, 气体流动将由一种状态过渡到另一种状态, Re准则可用下式求算

$$Re = \frac{wd_0}{\nu} \quad (5)$$

或

$$Re = \frac{wd_0\rho}{\mu}, \quad (5a)$$

式中 d_0 ——块状介质间孔道的当量直径;
 w ——气体运动的实际速度;
 ν ——气体的运动粘性;
 ρ ——质量密度。

在块状填料中气流运动的第二和第三状态的临界Re值已为H.M.扎沃龙科夫所确定[16]。为此他把 $f=\varphi(Re)$ 的关系图表示在对数坐标上, 如图4所示。由图可知, 与横坐标轴成 45° 角的左边的直线段表示层流状态, 并符合于方程

$$f = \frac{100}{Re}. \quad (6)$$

当 $Re \approx 50$ 时, 开始由层流运动状态向不稳定紊流状态过渡。

与横坐标轴成另一角度的右边的直线段, 相应于不稳定紊流状态, 且可用下列方程表之

$$f = \frac{3.8}{Re^{0.2}}. \quad (7)$$

根据另外一些学者[55、69]对炉料阻力所进行的研究, 可以认为, 在铁矿石中于 $Re > 6000 \sim 7000$ 时开始由不稳定紊流运动状态向稳定紊流运动状态过渡。并且在稳定紊流区, 由于过程的自动模化, 块状物料的阻力系数与Re准则无关, 而为一常数, 即

$$f = \text{常数}.$$

H.M.扎沃龙科夫在制定图4时曾作了某些简化。实际上, 如我们和其他作者所作的实验所证实的那样, 由层流向纯紊流运动状态过渡并不是按折线, 而是按光滑曲线进行的

E.M.明斯基[35]加工了芬切尔、利尤依斯和别尔恩斯的实验材料, 并试验了27个不同的砂岩试块, 获得表明多孔介质阻力系数的方程式如下:

$$\zeta = \frac{0.5}{Re} + \frac{6 \times 10^{-5}}{n} \left(\frac{d}{\sqrt{k}} \right)^2, \quad (8)$$

式中 ζ ——多孔介质无因次阻力系数;
 n ——介质的孔隙度;
 d ——颗粒的平均直径;

k ——渗透系数。

E.M.明斯基完全正确地认为,在Re数的全部区间内,气体透过时的阻力系数可以采用一二项公式(8)来计算。这种情况为我们的实验所证实,根据这些实验所得的曲线表示在图13中。

在这对数坐标图上,纵坐标表示铁矿石的空气动力阻力系数 f 值,而横坐标则表示相应的Re数。我们对普通铁矿石所作实验获得的资料能很好地集聚于光滑曲线8和13的附近,这些曲线符合下列方程:

$$f = \frac{N_1}{Re} + N_2, \quad (9)$$

式中 N_1 和 N_2 ——由实验确定的常数。

当Re数小时,公式(8)和(9)右端第二项之值远较第一项为小,而关系式 $f = \varphi(Re)$ 在此范围内转变为通常的线性渗透定律。反之,当Re数大时, $\frac{0.5}{Re}$ 和 $\frac{N_1}{Re}$ 之值变得极小,而阻力系数实际上接近于定值。所以在计算时必须区别通过块状介质的气体运动是属于那一种状态的。阻力系数和Re准则的关系可以近似地采用下列形式:

1) 对于层流运动状态

$$f = \frac{N_1}{Re}; \quad (10)$$

2) 对于不稳定紊流运动状态——按照式(9);

3) 对于稳定紊流运动状态

$$f = N_2. \quad (11)$$

只有当块状物料的外表面具有特定的粗糙结构,而且其间孔道又具有一定的当量直径时, N_1 和 N_2 值才为定值。因此各种形状的块状物质在公式(9)中有它自己的 N_1 和 N_2 值,如前所述,这些数值必须用实验方法来确定。

在下一章中将要详尽地描述我们用实验来求得不同Re数时碎铁矿石的空气动力阻力的方法,以及为此目的所用的仪器。

4. 气体通过块状物料的稳定流动

为了寻找气体通过块状物料作稳定流动的规律,必须综述关系式(2)。为此将分析到阻力系数是与Re数相关的一个变数。

在矿山回采工作条件下,为了维持气体通过矿石作稳定流动,必须在气体流出过程中不断地由外面补给以保持矿房中的气体压力为定值。假若满足了上述要求,在气体出口边界上定出坐标起点,沿着此边界为X轴,而Y轴与气流方向平行(图6),则我们可以由关系式(2)写出下列微分方程式:

$$w^2 = \frac{gd_0}{2fr} \cdot \frac{dp}{dy}. \quad (12)$$

这里采用绝对数值而符号代表的意义同前。

对于任意的Re数,块状物料的空气动力阻力系数可用普遍式(9)表示,其中Re数

用 (5a) 式代入后, 該式可写为下列形式:

$$f = \frac{N_1 \mu}{w d_0 \rho} + N_2, \quad (13)$$

质量密度可用下式表之:

$$\rho = \frac{\gamma}{g}. \quad (14)$$

将 (14) 式代入 (13) 式, 阻力系数計算式最終可写为:

$$f = \frac{N_1 \mu g}{w d_0 \gamma} + N_2. \quad (15)$$

这里 μ 可取为常数, 因为:

1) 气体的绝对粘性取决于压力和温度, 在实际情况下, 这些因素变化有限, 故关系不大 (图 7);

2) 仅仅在气体流动过程的終了, 变成层流运动状态时, 绝对粘性才在数量关系上发生显著影响。此时气体已几乎冷却到周围介质的温度, 而其压力则接近于大气压力。

上述情况容許绝对粘性 μ 采用正常条件下的定值。

把 (15) 式代入微分方程式 (12), 經代数变换后可得:

$$w^2 = \frac{g d_0^2 w}{2(N_1 \mu g + N_2 d_0 \gamma w)} \cdot \frac{dp}{dy}.$$

将上式乘以 $\gamma^2 F_a^2$, 而气体混合物的重量流量等于

$$G = w F_a \gamma, \quad (16)$$

变换后得:

$$\frac{dp}{dy} = \frac{2 N_1 \mu}{d_0^2 \gamma F_a} G + \frac{2 N_2}{g d_0 \gamma F_a^2} G^2. \quad (17)$$

其中 F_a ——块状介质的动力断面积, 米²;

γ ——气体混合物的重率, 公斤/米³。

爆破后瓦斯通过崩落矿石流动的过程可视为多变过程, 并把瓦斯看作是理想气体, 則其状态变化方程将为

$$p V^m = p_a V_a^m \quad (18)$$

或

$$\frac{p}{\gamma^m} = \frac{p_a}{\gamma_a^m}.$$

因而

$$\gamma = \gamma_a \left(\frac{p}{p_a} \right)^{\frac{1}{m}}, \quad (19)$$

其中 γ_a ——在大气压力下 (p_a) 瓦斯混合物的重率, 公斤/米³;

m ——多变指数。

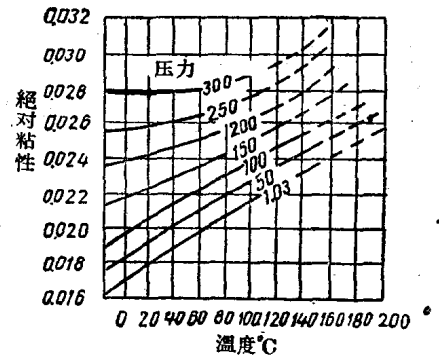


图 7 在不同压力下空气的绝对粘性和温度的关系

将 (19) 式中 r 值代入方程 (17), 则得

$$p^{\frac{1}{m}} dp = \left(\frac{2N_1 \mu p_a^{\frac{1}{m}}}{d_a^2 r_a F_a^2} G + \frac{2N_2 p_a^{\frac{1}{m}}}{q d_a r_a F_a^2} G^2 \right) dy. \quad (20)$$

对 Y 轴由 0 积到 H, 对 p 由 p_a 积到 p_k , 积分后经变换得下列二次方程式:

$$N_2 d_a G^2 + N_1 \mu g F_a G - \frac{m}{m+1} \cdot \frac{g d_a^2 r_a F_a^2}{2 H p_a^{\frac{1}{m}}} \cdot \left(p_k^{\frac{m+1}{m}} - p_a^{\frac{m+1}{m}} \right) = 0. \quad (21)$$

令

$$N_3 = N_2 d_a$$

$$N_4 = N_1 \mu g F_a$$

$$N_5 = \frac{m}{m+1} \cdot \frac{g d_a^2 r_a F_a^2}{2 p_a^{\frac{1}{m}}}.$$

则方程 (21) 改写如下:

$$N_3 G^2 + N_4 G - \frac{N_5}{H} \left(p_k^{\frac{m+1}{m}} - p_a^{\frac{m+1}{m}} \right) = 0.$$

解出瓦斯混合物的流量, 舍弃其在物理意义上与过程不相适应的一根, 则得

$$G = \sqrt{0.25 \left(\frac{N_4}{N_3} \right)^2 + \frac{N_5}{N_3} \frac{1}{H} \left(p_k^{\frac{m+1}{m}} - p_a^{\frac{m+1}{m}} \right)} - 0.5 \frac{N_4}{N_3}.$$

令

$$C_1 = 0.5 \frac{N_4}{N_3},$$

$$C_2 = \frac{N_5}{N_3}.$$

则

$$G = \sqrt{C_2 + \frac{C_2}{H} \left(p_k^{\frac{m+1}{m}} - p_a^{\frac{m+1}{m}} \right)} - C_1. \quad (22)$$

为了求出换算到大气压力下的瓦斯混合物的容积流量, 方程式 (22) 左右两侧均除以重率 r_a , 并令

$$C_3 = \frac{C_1}{r_a},$$

$$C_4 = \frac{C_2}{r_a^2}.$$

最终可得:

$$\Phi = \sqrt{C_3^2 + \frac{C_4}{H} \left(p_k^{\frac{m+1}{m}} - p_a^{\frac{m+1}{m}} \right)} - C_3 \quad \text{米}^3/\text{秒}. \quad (23)$$

为了确定瓦斯沿矿石层高度的压力分布规律, 把方程式 (20) 在由 p_a 到 p , 由 0 到 Y 的区间内进行积分, 经一系列的代数变换后, 可得:

$$p = \sqrt[{\frac{m+1}{m}}]{\left(p_a^{\frac{m+1}{m}} + \frac{p_k^{\frac{m+1}{m}} - p_a^{\frac{m+1}{m}}}{H} Y \right)^m}. \quad (24)$$

按采落矿石容积加权平均的瓦斯压力可写为:

$$\tilde{p} = \frac{1}{V_p} \int_{V_p} p dV_p, \quad (25)$$

式中 V_p ——采落矿石中的空隙容积，等于其平均动力断面和矿石层高度的乘积，即：

$$V_p = F_a H_o \quad (26)$$

因而，采落矿石中微元空隙容积为

$$dV_p = F_a dy_o \quad (27)$$

将公式 (24)、(26) 和 (27) 中的数值代入方程 (25)，进行积分后最终得：

$$\frac{\sim}{p} = \frac{m+1}{2m+1} \frac{p_k^{\frac{2m+1}{m}} - p_a^{\frac{2m+1}{m}}}{p_k^{\frac{m+1}{m}} - p_a^{\frac{m+1}{m}}} \quad (28)$$

(23)式中的瓦斯混合物流量（换算到大气压力条件下）除以 $F_a \left(\frac{p}{p_a} \right)^{\frac{1}{m}}$ ，得到瓦斯通过采落矿石的实际渗透速度：

$$w = \sqrt{C_6^2 + \frac{C_7}{H} \left(p_k^{\frac{m+1}{m}} - p_a^{\frac{m+1}{m}} \right)} - C_6, \quad (29)$$

式中

$$C_6 = \frac{C_3}{F_a} \left(\frac{p_a}{p} \right)^{\frac{1}{m}};$$

$$C_7 = \frac{C_4}{F_a^2} \left(\frac{p_a}{p} \right)^{\frac{2}{m}}.$$

由 (24) 式可见，压力 p 值随 Y 值减小而减小。因此，由方程 (29) 计算的瓦斯混物流经矿石的渗透速度，随着向出口接近而增大。速度的增大是由于沿矿石层高度向矿漏方向压力降低而使气体膨胀所致。

上面导出的关系式对于气体的稳定流动是完全正确的，其状态变化从属于等温定律。在这种情况下，在相应的诸公式中应代以 $m = 1$ 。

5. 气体通过块状物料的不稳定流动

矿房中爆破时生成一定量的瓦斯，其压力在爆破瞬间达到最大值。在压力的作用下，瓦斯穿过采落的矿石渗透到邻接该矿块的巷道中。在渗透过程中由于向矿房四壁和采落的矿石（与炮烟有很大的接触面积）强烈地传热，瓦斯的温度很快降落。所以在矿房中每一横断面上气流速度是随时间而变化，它相应于压力的降落而减小，从而瓦斯经过采落矿石的渗透运动具有不稳定特征。

必须阐明各种运动状态下气体不稳定渗透的近似定律。

上述课题可以在下列假设条件下获得便于工程应用的简化形式的分析解算：

1. 把矿房中瓦斯渗透过程视为等温过程，因为多变过程的数学解算有不可克服的困难。

2. 把不稳定渗透运动近似地看作各个稳定状态连续的依次接替，也就是认为在每一瞬间采落矿石中的瓦斯涌出和压力分布如同在同一边界条件下的稳定过程一样。

稳定状态依次接替法在应用科学的很多领域内，成功地用来解决各种课题，它简单而又有必要的精度。在这里，应用这种方法也是比较合理的，如计算一些原始参数，诸如块状介质的自由容积，粒子的平均尺寸，孔道的当量直径，可能会有某些误差。理论和