Записки Ленинградского орденов Ленина и Трудового Красного Знамени горного института им. Г. В. Плеханова, т. LV, вып. 1, 1968 г.

УДК 622.414

ВЛИЯНИЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ ДИФФУЗИИ НА ПРОЦЕСС ПРОВЕТРИВАНИЯ ГОРНЫХ ВЫРАБОТОК БОЛЬШОГО СЕЧЕНИЯ

Ю. Б. Мостепанов

Работа ограниченного турбулентного потока как вентиляционного фактора связана главным образом с турбулентной деформацией газовой волны, а влияние турбулентной диффузии газов в таком потоке незначительно и при расчетах может не учитываться [Воронин, 1951]. Рассмотрим, остается ли это положение справедливым для выработок большого сечения.

Согласно классической модели строения воздушного потока, в турбулентном потоке существуют вихри, соизмеримые с масштабом потока, и более мелкие — диссипативные. Ответственными за перемешивание газов в потоке являются крупные вихри. Они определяют турбулентную диффузию. Размеры вихрей изменяются с изменением расстояния между диффундирующими частицами. Это означает, что коэффициент турбулентной диффузии изменяется с масштабом потока. По аналогии с коэффициентом молекулярной диффузии его принято записывать как

$$K_{т.д} = v'l,$$

где v' — усредненная пульсационная скорость; l — путь смешения (пробега) вихревой массы.

Однако сравнение воздушных потоков в различных выработках только по коэффициенту турбулентной диффузии, без учета профиля потока, не даст правильной оценки проветривания горной выработки. Для этого воспользуемся отношением среднеквадратичной пульсационной скорости v' к средней во времени продольной скорости $\bar{u}$

$$K_a = \frac{\sqrt{(v')^2}}{\bar{u}}. \qquad (1)$$

Этот параметр, названный П. Г. Лойцянским критерием Кармана, характеризует процесс турбулентного переноса.

Известно, что пульсационная скорость v' пропорциональна градиенту средней скорости и пути смешения вихревой массы

$$v' = + \frac{d\bar{u}}{dy} l. \qquad (2)$$

По А. А. Саткевичу [1934],

$$l = \chi y \sqrt{1 - \frac{y}{r}}, \qquad (3)$$

где χ — некоторый коэффициент; y — расстояние рассматриваемой точки потока от стенки выработки; r — радиус трубопровода (выработки).

Подставив значения v' и l в выражение (1) и (2), получим

$$K_a = \frac{1}{u} \frac{du}{dy} \chi y \sqrt{1 - \frac{y}{2}},$$

или

$$\frac{1}{u}\,du = \frac{K_a}{\chi}\,\frac{dy}{y\sqrt{1-\frac{y}{r}}}. \qquad (4)$$

Для определения K_a возьмем интеграл обеих частей уравнения

$$\int \frac{du}{u} = \frac{n}{\chi}\int \frac{dy}{\left(1-\frac{y}{r}\right)^{1/2} y},$$

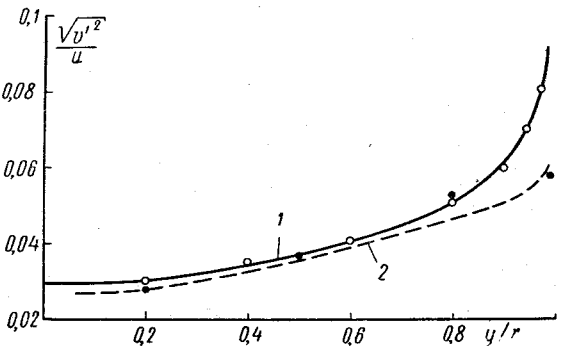
$$\ln u = \frac{n}{\chi}\sqrt{r}\int \frac{dy}{y\,(r-y)^{1/2}}. \qquad (5)$$

Решая методом замены переменных, найдем

$$\ln u = \frac{K_a}{\chi}\ln\frac{\sqrt{1-\frac{y}{r}}-1}{\sqrt{1-\frac{y}{r}}+1} + \ln C. \qquad (6)$$

В симметричных воздушных потоках максимальная продольная скорость находится на оси выработки. Приняв это положение за начальное условие, определим постоянную

$$C = -u_{\max}^{\frac{\chi}{K_a}}$$



Изменение критерия Кармана по сечению потока по данным:

1 — Е. М. Минского [1952]; *2* — нашим расчетным.

и подставим ее значение в выражение (6). Окончательное решение

$$\frac{u}{u_{\max}} = \left[\frac{1-\sqrt{1-m}}{1+\sqrt{1-m}}\right]^{\frac{K_a}{\chi}}, \qquad (7)$$

где $m = \frac{y}{r}$.

Все величины, входящие в уравнение (7), за исключением K_a, задаются условием задачи. Величина χ, как показали исследования Г. В. Железняковой [Агроскин и др., 1954], является переменной. При этом χ изменяется как в пределах живого сечения потока, так и при изменении числа Re, и определяется эмпирически. Для большей части турбулентного ядра в круглых трубах $\chi = 0{,}4$.

Правильность отражения формулой (7) структуры реального потока проверим по исследованию [Минский, 1952] пульсационных скоростей при установившемся турбулентном течении в трубах.

Совпадение нашей теоретической кривой $K_a = f(m, u, u_{\max})$ с экспериментальной кривой аналогичной зависимости (см. рисунок) удовлетворительное. Небольшое расхождение объясняется тем, что коэффициент χ принят нами постоянным, а фактически, как отмечалось выше, он изменяется в пределах сечения потока.

Полученная формула (7) показывает, что $\frac{\sqrt{(v')^2}}{u}$ не зависит от абсолютных размеров выработки и изменяется в зависимости от характера распределения скоростей движения воздуха в поперечном сечении.

Эпюры скоростей, как видно из приведенной таблицы, имеют вытянутый характер. Такой профиль скоростей частично объясняется наличием повы-

шенной температуры воздуха у кровли выработки. При такой структуре потоков влияние деформации, конечно, будет оказывать решающее значение на процесс растяжения газового облака. Но даже при самом неблагоприятном профиле скоростей продольная скорость превысит в десятки-сотни раз пульсационную.

Средние и максимальные скорости движения воздушного потока в тоннелях по данным замеров

$S_в = 66$ м²			$S_в = 68$ м²			$S_в = 45$ м²		
u_{max}	$u_{ср}$	$\frac{u_{ср}}{u_{max}}$	u_{max}	$u_{ср}$	$\frac{u_{ср}}{u_{max}}$	u_{max}	$u_{ср}$	$\frac{u_{ср}}{u_{max}}$
0,70	0,23	0,33	0,57	0,44	0,77	0,36	0,20	0,55
0,48	0,26	0,54	0,58	0,38	0,66	0,40	0,28	0,70
0,55	0,43	0,78	0,66	0,54	0,81	0,22	0,12	0,55
—	—	—	0,69	0,48	0,69	0,30	0,20	0,67
—	—	—	0,67	0,50	0,75	0,31	0,19	0,61
—	—	—	—	—	—	0,18	0,11	0,61

Следовательно, при расчетах вентиляции выработок нет необходимости учитывать влияние турбулентной диффузии на процесс понижения концентрации газов в газовом облаке при его движении в ограниченном потоке. При таком допущении расчет дает несколько завышенное количество воздуха, но это не противоречит условию обеспечения безусловной надёжности проветривания.

ЛИТЕРАТУРА

Агроскин И. И., Дмитриев Г. Т., Пикалов Ф. И. Гидравлика. Госэнергоиздат, 1954.

Воронин В. Н. Основы рудничной аэро-газодинамики. Углетехиздат, 1951.

Минский Е. М. Турбулентность руслового потока. Гидрометеоиздат, 1952.

Саткевич А. А. Теоретические основы гидро-аэродинамики. ОНТИ НКТП СССР, 1934.