

<https://doi.org/10.3176/phys.math.tech.1965.4.12>

М. ЛААТС

О ВЛИЯНИИ ТВЕРДОЙ ФАЗЫ НА РАЗВИТИЕ ПЫЛЕВОЗДУШНОЙ СТРУИ

В работе [1] показано, что расширение пылевоздушной струи зависит, помимо переменной по зоне смешения плотности, также и от обратного влияния частиц на интенсивность процесса турбулентного переноса. С учетом этого влияния уравнение распространения пылевоздушной струи принимает вид

$$\frac{d\bar{r}}{dx} = c \frac{1 + 0,5 \kappa_m}{1 + \kappa_m} \left(1 - \frac{f}{1 + \kappa_0} \kappa_m \right). \quad (1)$$

Представляет интерес рассмотреть аналитически основные закономерности развития пылевоздушной струи с учетом нового закона расширения. С этой целью используем методику Г. Абрамовича [2], удобную для учета различных физических факторов. При этом выведенные нами уравнения описывают движение пылевоздушной струи в несколько более общем виде, с учетом неравномерного начального поля истечения и различных новых экспериментальных данных.

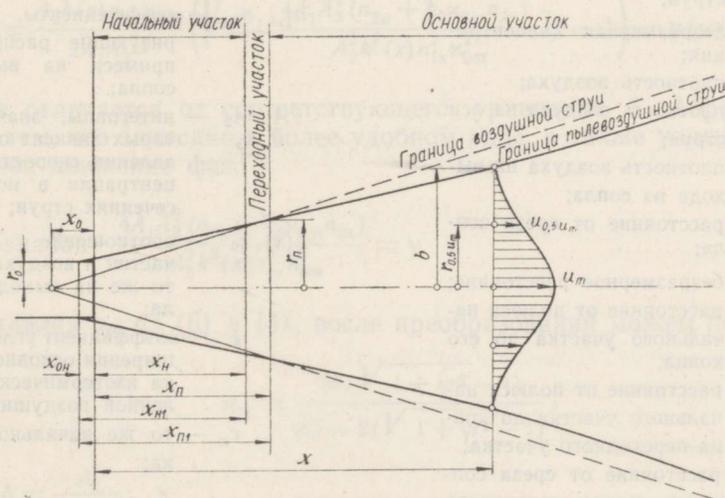


Рис. 1. Расчетная схема пылевоздушной струи.

Из закона сохранения суммарного количества движения получаем

$$\bar{u}_m = \sqrt{\frac{\frac{F_0}{F} (n_{2u} + k_0 \kappa_{0m} n_{2x})}{A_1 + k(x) \kappa_m A_2}}, \quad (2)$$

где n_{2u} и n_{2x} характеризуют начальное поле истечения:

$$n_{2u} = \int_0^1 \frac{Q_{0в}}{Q_{0вm}} \left(\frac{u_{0в}}{u_{0вm}} \right)^2 \frac{dF_0}{F_0}, \quad n_{2x} = \int_0^1 \frac{Q_{0в}}{Q_{0вm}} \left(\frac{u_{0в}}{u_{0вm}} \right)^2 \frac{\kappa_0}{\kappa_{0m}} \frac{dF_0}{F_0},$$

а A_1 и A_2 зависят от распределения параметров в поперечных сечениях струи:

В настоящей работе использованы следующие обозначения:

- | | |
|--|---|
| u — текущая скорость; | $x_{п}$ — расстояние от среза сопла до конца переходного участка; |
| $u_{0в}$ — скорость на выходе из сопла; | $x_{0н}$ — расстояние от полюса начального участка до среза сопла; |
| $u_{0вm}$ — максимальная скорость на выходе из сопла; | x_0 — расстояние от полюса основного участка до среза сопла; |
| $u_{в}$ — скорость воздуха в струе; | \bar{r} — безразмерный радиус; |
| $u_{вm}$ — скорость воздуха на оси струи; | $\bar{r}_{0,5m}$ — радиус от оси до окружности, на которой скорость составляет половину от скорости на оси; |
| $u_{п}$ — скорость примеси; | F_0 — начальное сечение струи; |
| \bar{u} — безразмерная скорость; | F — площадь сечения струи в данном сечении; |
| κ — текущая весовая концентрация; | n_{2u} — коэффициент, характеризующий поле скоростей на выходе из сопла; |
| κ_0 — начальная весовая концентрация; | n_{1x}, n_{2x} — коэффициенты, характеризующие распределение примеси на выходе из сопла; |
| κ_{0m} — начальная максимальная концентрация на выходе из сопла; | A_1, A_2 и A_3 — интегралы, значение которых зависит от распределения скоростей и концентрации в поперечных сечениях струи; |
| κ_m — концентрация на оси струи; | $k(x), k_0$ — соотношение скоростей частиц и воздуха в струе; то же на выходе из сопла; |
| $\bar{\kappa}$ — безразмерная концентрация; | ϵ — коэффициент углового расширения основного участка изотермической затопленной воздушной струи; |
| $Q_{в}$ — плотность воздуха; | $c_{н}$ — то же начального участка; |
| $Q_{вm}$ — плотность воздуха на оси струи; | $\bar{\epsilon} = \frac{r}{R}$. |
| $Q_{0в}$ — плотность воздуха на выходе из сопла; | |
| x — расстояние от среза сопла; | |
| \bar{x} — безразмерное расстояние; | |
| $x_{н1}$ — расстояние от полюса начального участка до его конца; | |
| $x_{п1}$ — расстояние от полюса начального участка до конца переходного участка; | |
| $x_{н}$ — расстояние от среза сопла до конца начального участка; | |

$$A_1 = \int_0^1 \frac{Q_B}{Q_{Bm}} \left(\frac{u_B}{u_{Bm}} \right)^2 \frac{dF}{F}, \quad A_2 = \int_0^1 \frac{Q_B}{Q_{Bm}} \left(\frac{u_B}{u_{Bm}} \right)^2 \frac{\kappa}{\kappa_m} \frac{dF}{F}.$$

Подобие полей $\frac{u_B}{u_{Bm}} = s \left(\frac{r}{r_{0,5u_m}} \right)$ доказывается нашими экспериментами.

О профиле $\frac{\kappa}{\kappa_m}$ речь пойдет ниже. А. Чернов показал [8], что $\frac{u_{\Pi}}{u_B} = k$ постоянно по ширине поперечного сечения, но изменяется по длине струи $k = k(x)$. Зависимость нарастания толщины струи по ее длине $\frac{F_0}{F}(\bar{x})$ получаем из уравнения распространения (1), а изменение концентрации по длине струи $\kappa_m(\bar{x})$ — из уравнения сохранения массы примеси в струе.

$$\bar{u}_m = \frac{F_0}{F} \frac{n_{1x} \kappa_{0m}}{A_3 \kappa_m}, \quad (3)$$

$$\text{где } n_{1x} = \int_0^1 \frac{Q_{0B}}{Q_{0Bm}} \frac{u_{0B}}{u_{0Bm}} \frac{\kappa_0}{\kappa_{0m}} \frac{dF}{F} \quad \text{и} \quad A_3 = \int_0^1 \frac{Q_B}{Q_{Bm}} \frac{u_B}{u_{Bm}} \frac{\kappa}{\kappa_m} \frac{dF}{F}.$$

Из (2) и (3) получаем зависимость $\kappa_m = \bar{f}(u_m; \kappa_{0m})$ для основного участка пылевоздушной струи.

$$\kappa_m = \frac{\bar{u}_m A_1 n_{1x} \kappa_{0m}}{A_3 (n_{2u} + k_0 \kappa_{0m} n_{2x}) - \bar{u}_m A_2 k(x) n_{1x} \kappa_{0m}}. \quad (4)$$

Из (2) можно получить

$$\frac{F}{F_0} = \bar{r}^2 = \frac{(n_{2u} + k_0 \kappa_{0m} n_{2x})}{\bar{u}_m^2 A_1 + k(x) A_2 \kappa_m}. \quad (5)$$

Подставляя в (5) значение κ_m из (4), получаем после преобразований уравнение

$$\bar{u}_m = \frac{A_2 k(x) n_{1x} \kappa_{0m}}{2A_1 A_3 \bar{r}^2} \left(\sqrt{1 + \frac{4A_1 A_3^2 (n_{2u} + k_0 \kappa_{0m} n_{2x})}{A_2^2 k^2(x) n_{1x}^2 \kappa_{0m}^2} \bar{r}^2} - 1 \right) = \mathbf{p}(\kappa_{0m}; \bar{r}), \quad (6)$$

которое отличается от соответствующего уравнения Г. Абрамовича [2] только тем, что записано в более удобном виде, а также учитывает относительное движение фаз.

$$\text{Обозначая } \frac{4A_1 A_3^2 (n_{2u} + k_0 \kappa_{0m} n_{2x})}{A_2^2 k^2(x) n_{1x}^2 \kappa_{0m}^2} = \gamma$$

и подставляя \bar{u}_m из (6) в (4), после преобразований можем получить

$$\kappa_m = \frac{2\delta (\sqrt{1 + \gamma \bar{r}^2} - 1)}{\gamma \bar{r}^2 - 2(\sqrt{1 + \gamma \bar{r}^2} - 1)}, \quad (7)$$

$$\text{где } \delta = \frac{A_1}{A_2 k(x)}.$$

Принимая за основу уравнение распространения (1) и подставляя в него α_m из (7), получаем

$$\frac{d\bar{r}}{d\bar{x}} = c \frac{\{\gamma\bar{r}^2 + (\delta - 2)(\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} - 1)\} \{\gamma\bar{r}^2 - (2\epsilon\delta + 2)(\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} - 1)\}}{\{\gamma\bar{r}^2 + 2(\delta - 1)(\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} - 1)\} \{\gamma\bar{r}^2 - 2(\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} - 1)\}}, \quad (8)$$

где принято

$$\frac{f}{1 + \alpha_{0m}} = \epsilon.$$

Решение (8) возможно, когда $\gamma(x) = \text{const}$ и $\delta(x) = \text{const}$, т. е. $k(x) = \text{const}$. Принимаем $k(\dot{x}) = a$, тогда

$$c d\bar{x} = \frac{\{\gamma\bar{r}^2 + 2(\delta - 1)(\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} - 1)\} \{\gamma\bar{r}^2 - 2(\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} - 1)\} d\bar{r}}{\{\gamma\bar{r}^2 + (\delta - 2)(\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} - 1)\} \{\gamma\bar{r}^2 - (2\epsilon\delta + 2)(\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} - 1)\}}. \quad (9)$$

Правая часть (9) разлагается на

$$c d\bar{x} = \left\{ 1 + \frac{\frac{4\epsilon\delta(\epsilon + 1)(\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} - 1)}{2\epsilon + 1}}{\gamma\bar{r}^2 - (2\epsilon\delta + 2)(\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} - 1)} + \frac{\frac{\delta}{2\epsilon + 1}(\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} - 1)}{\gamma\bar{r}^2 + (\delta - 2)(\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} - 1)} \right\} d\bar{r}. \quad (10)$$

$$\begin{aligned} c \int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}} d\bar{x} &= \int_0^{\bar{r}} d\bar{r} + \int_0^{\bar{r}} \frac{\frac{4\epsilon\delta(\epsilon + 1)(\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} - 1)}{2\epsilon + 1}}{\gamma\bar{r}^2 - (2\epsilon\delta + 2)(\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} - 1)} d\bar{r} + \\ &+ \int_0^{\bar{r}} \frac{\frac{\delta}{2\epsilon + 1}(\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} - 1)}{\gamma\bar{r}^2 + (\delta - 2)(\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} - 1)} d\bar{r}. \end{aligned} \quad (11)$$

Интегралы в (11) подстановкой $\bar{r} = \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \operatorname{tg} t$ приводятся к интегралам от простых тригонометрических функций. Решение (11) примет тогда вид

$$\begin{aligned} c(\bar{x} - \bar{x}_0) &= \bar{r} + \frac{\delta(1 + \alpha_{0m})}{(2f + 1 + \alpha_{0m})\sqrt{\gamma}} \left\{ \ln(\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} + \sqrt{\gamma}\bar{r}) - \right. \\ &- \frac{\delta - 1}{\sqrt{(\delta - 1)^2 - 1}} \ln \frac{(\delta - 1)\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} + 1 + \sqrt{(\delta - 1)^2 - 1}\sqrt{\gamma}\bar{r}}{\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} + \delta - 1} \left. \right\} + \\ &+ \frac{4f\delta(f + 1 + \alpha_{0m})}{\sqrt{\gamma}(1 + \alpha_{0m})(2f + 1 + \alpha_{0m})} \left\{ \ln(\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} + \sqrt{\gamma}\bar{r}) + \right. \\ &+ \frac{\theta - 1}{\sqrt{(\theta - 1)^2 - 1}} \ln \frac{V(\theta - 1)^2 - 1 - \theta(\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} - 1)}{-V(\theta - 1)^2 - 1 - \theta(\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} - 1)} \left. \right\} = k(\alpha_{0m}; \bar{r}), \end{aligned} \quad (12)$$

если $\delta - 1 > 1$,

$$\begin{aligned}
 c(\bar{x} - \bar{x}_0) = & \bar{r} + \frac{\delta(1 + \kappa_{0m})}{\sqrt{\gamma}(1 + \kappa_{0m} + 2f)} \left\{ \ln(\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} + \sqrt{\gamma}\bar{r}) - \right. \\
 & \left. - \frac{2(\delta - 1)}{\sqrt{1 - (\delta - 1)^2}} \operatorname{arctg} \frac{[1 - (\delta - 1)](\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} - 1)}{\sqrt{\gamma}\bar{r}\sqrt{1 - (\delta - 1)^2}} \right\} + \\
 & + \frac{4f\delta(1 + \kappa_{0m} + f)}{\sqrt{\gamma}(1 + \kappa_{0m})(1 + \kappa_{0m} + 2f)} \left\{ \ln(\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} + \sqrt{\gamma}\bar{r}) + \right. \\
 & \left. + \frac{\vartheta - 1}{\sqrt{(\vartheta - 1)^2 - 1}} \ln \frac{\sqrt{(\vartheta - 1)^2 - 1} - \vartheta(\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} - 1)}{-\sqrt{(\vartheta - 1)^2 - 1} - \vartheta(\sqrt{1 + \gamma\bar{r}^2} - 1)} \right\} = I(\kappa_{0m}; \bar{r}), \quad (13)
 \end{aligned}$$

если $\delta - 1 < 1$. Здесь принято $\frac{2f\delta + 2 + 2\kappa_{0m}}{1 + \kappa_{0m}} = \vartheta$.

Уравнения (12) и (13) связывают радиус пылевоздушной струи с расстоянием от полюса основного участка.

Если влияние пыли на интенсивность процесса турбулентного переноса отсутствует ($f = 0$), то уравнение (13) принимает форму, равноценную соответствующей формуле Г. Абрамовича.

Подставляя в (5) значение κ_m из (4), имеем

$$\bar{r}^2 = \frac{A_3(n_{2u} + k_0\kappa_{0m}n_{2x}) - A_2k(x)n_{1x}\kappa_{0m}\bar{u}_m}{\bar{u}_m^2 A_1 A_3}. \quad (14)$$

Учитывая, что в конце переходного участка $u_m \simeq 1$, получаем

$$r_n = \sqrt{\frac{A_3(n_{2u} + k_0\kappa_{0m}n_{2x}) - A_2k(x)n_{1x}\kappa_{0m}}{\bar{u}_m^2 A_1 A_3}}. \quad (15)$$

Подставляя это значение в (12) или (13), получаем расстояние переходного сечения от полюса основного участка

$$c(\bar{x}_n - \bar{x}_0) = L \quad (16)$$

и
$$c(\bar{x}_n - \bar{x}_0) = K. \quad (17)$$

Вычитая почленно из (12) и (13) (16) и (17), соответственно получаем

$$c(\bar{x} - \bar{x}_n) = k(\kappa_{0m}; \bar{r}) - K \quad (18)$$

и
$$c(\bar{x} - \bar{x}_n) = I(\kappa_{0m}; \bar{r}) - L. \quad (19)$$

Далее определяем местоположение переходного сечения как функции от начальной концентрации. Воспользуемся и здесь методикой Г. Абрамовича, однако дополнительно учтем и влияние частиц на интенсивность процесса турбулентного переноса, которое в пределах начального участка сохраняет постоянное значение $\kappa_m = \text{const} = \kappa_{0m}$. Это должно приводить к более медленному расширению струи и на начальном участке и,

следовательно, к увеличению расстояния от среза сопла до переходного сечения.

Расстояние от полюса начального участка до конца начального участка составляет

$$\bar{x}_{n1} = \frac{x_{n1}}{r_0} = \frac{x_n + x_{0n}}{r_0} = \frac{1}{c_n} \frac{(1 + \kappa_{0m})^2}{(0,416 + 0,309\kappa_{0m})(1 + 0,5\kappa_{0m}) \left(1 - \frac{f\kappa_{0m}}{1 + \kappa_{0m}}\right)}, \quad (20)$$

а абсцисса переходного сечения

$$\frac{x_{n1}}{\bar{x}_{n1}} = \frac{x_n + x_{0n}}{x_n + x_{0n}} = (\bar{r}_n - 1) \frac{0,416 + 0,309\kappa_{0m}}{0,584 + 0,691\kappa_{0m}}. \quad (21)$$

Границы пылевоздушной струи определяются из (18) или (19) с учетом значения \bar{x}_n из (20) и (21):

$$\bar{x} = \frac{k(\kappa_{0m}; \bar{r}) - K}{c} + \bar{x}_n \quad (22)$$

или
$$\bar{x} = \frac{l(\kappa_{0m}; \bar{r}) - L}{c} + \bar{x}_n. \quad (23)$$

Порядок расчета пылевоздушной струи будет, таким образом, следующий. Из (6) определяется $\bar{u}_m = p(\bar{r}; \kappa_{0m})$. Из (12) или (13) получаем $(\bar{x} - x_0) = m(\bar{r}; \kappa_{0m})$, а из (18) или (19) — $(x - x_n) = n(\bar{r}; \kappa_{0m})$. Получив из (20) и (21) значение $x_n = t(\kappa_0)$ и подставив его в (22) или (23), получаем $x = u(\bar{r}; \kappa_{0m})$, откуда $\bar{r} = v(x; \kappa_{0m})$. Пылевоздушная струя определяется совместным решением (6) и (22) или (23) при конкретных начальных условиях.

На рис. 2 полученная из опытов линия половинной скорости \bar{c} при данной начальной концентрации $\kappa_0 = 0,6$ сравнивается с соответствующими расчетами по различным формулам.

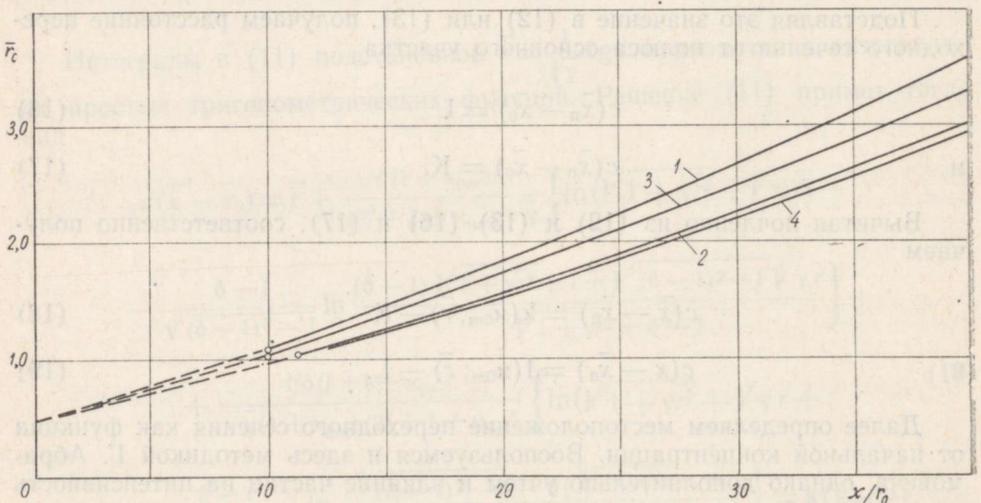


Рис. 2. Сравнение опытной кривой 4 расширения пылевоздушной струи с расчетом по различным формулам.

Применение той или иной из параллельных формул: (12) и (13); (16) и (17); (18) и (19) зависит от значения $\delta = \frac{A_1}{A_2 k(x)}$, т. е. от значений A_1 и A_2 (относительным движением фаз для основного участка пренебрегаем: $k(x) = 1$). A_1 и A_2 зависят, в свою очередь, от распределения скоростей и концентраций по поперечным сечениям струи. Наши опытные данные [1] показывают, что и в случае пылевоздушной струи профиль скорости может быть описан формулой Шлихтинга

$$\bar{u} = \frac{u_B}{u_{Bm}} = (1 - \xi^{1,5})^2. \tag{24}$$

Что касается профиля концентрации, то мы, к сожалению, не располагаем достаточными данными. Все же имеющиеся экспериментальные данные [4, 5] показывают, что профиль концентрации реальной пыли отличается от профиля температур, принимаемого Г. Абрамовичем [2]

$$\bar{\chi} = \frac{\chi}{\chi_m} = 1 - \xi^{1,5}, \tag{25}$$

являясь более «узким».

Допустим, что профиль концентрации дается формулой

$$\bar{\chi} = \frac{\chi}{\chi_m} = (1 - \xi^{1,5})^4. \tag{26}$$

В случае определения профилей по (24) и (25) ($\delta - 1 < 1$) решение идет по уравнениям (13; 15; 17; 19; 20; 21; 23), а при (24) и (26) ($\delta - 1 > 1$) действительны формулы (12; 16; 18; 20; 21; 23). Кривая 1 на рис. 2 получена по формулам работы [2], но может быть получена и из уравнений (13; 15; 17; 19; 20; 21; 23), если положить в (13, 17 и 20) $\bar{f} = 0$. Эта кривая получена с учетом уравнения распространения струи переменной плотности (приняв $\bar{f} = 0$ в (1)) и профилей (24) и (25).

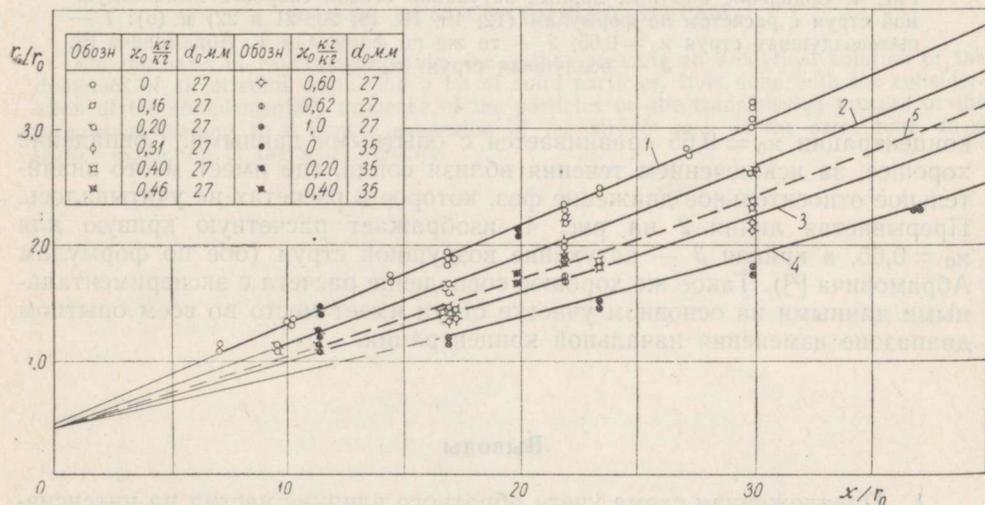


Рис. 3. Сравнение опытных данных расширения пылевоздушной струи с расчетом по формулам (2; 15; 16; 18; 20; 21; 22): 1 — воздушная струя ($\chi_0 = 0$); 2, 3 и 4 — пылевоздушная струя с начальной концентрацией $\chi_0 = 0,2; 0,6$ и $1,0$ кг/кг соответственно.

Кривая с учетом того же уравнения распространения, но с профилем (24) и (26), обозначена номером 3.

Кривая 2 на рис. 2 получена расчетным путем с учетом уравнения распространения (1) и профилей (24) и (25) и хорошо совпадает с опытной кривой 1. Хорошее совпадение опытных данных с расчетом во всем опытном диапазоне изменения начальной концентрации $\chi_0 = 0 \div 1,0$ кг/кг имеет место при значении опытной постоянной $\bar{f} = 0,30$ (рис. 3). Отсюда можно сделать вывод, что расширение пылевоздушной струи описывается уравнениями типа (12).

Динамика пылевоздушной струи определяется совместным решением уравнений, описывающих положение ее границ в пространстве (12; 15; 16; 18; 20; 21 и 22) и уравнения (6). На рис. 4 полученная таким образом расчетная кривая 1 по затуханию осевой скорости струи при начальной

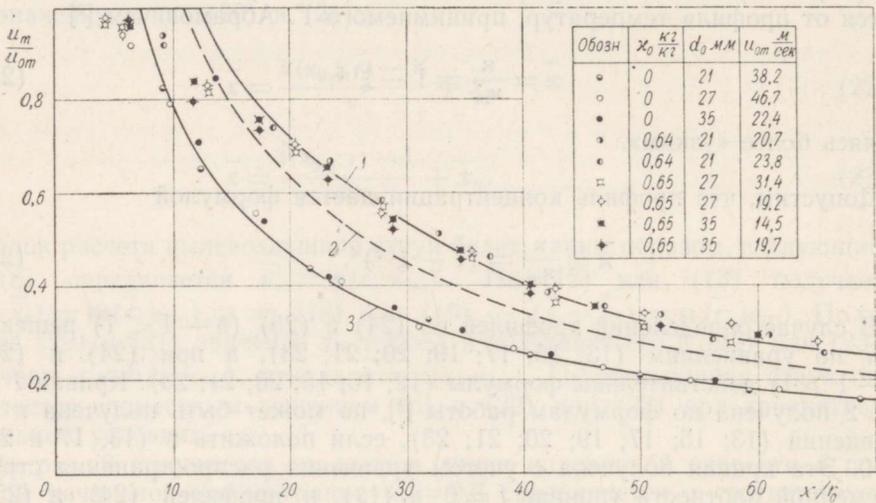


Рис. 4. Сравнение опытных данных затухания осевой скорости пылевоздушной струи с расчетом по формулам (12; 15; 16; 18; 20; 21 и 22) и (6): 1 — пылевоздушная струя $\chi_0 = 0,65$; 2 — то же по формулам Г. Абрамовича [2]; 3 — воздушная струя ($\chi_0 = 0$).

концентрации $\chi_0 = 0,65$ сравнивается с опытными данными. Совпадение хорошее, за исключением течения вблизи сопла, где имеет место значительное относительное движение фаз, которое в расчетах не учитывалось. Прерывистая линия 2 на рис. 4 изображает расчетную кривую для $\chi_0 = 0,65$, а кривая 3 — затухание воздушной струи (обе по формулам Абрамовича [2]). Такое же хорошее совпадение расчета с экспериментальными данными на основном участке струи имеет место во всем опытном диапазоне изменения начальной концентрации.

Выводы

1. Предложенная схема учета обратного влияния частиц на интенсивность процесса турбулентного переноса, а тем самым и на расширение пылевоздушной струи, дает возможность лучше описать развитие пылевоздушной струи.

2. Для расчета движения на основном участке пылевоздушной струи относительным движением фаз можно пренебречь, для расчета течения вблизи сопла относительное движение фаз должно учитываться.

3. Представляет интерес определить влияние дисперсного состава пыли на расширение пылевоздушной струи, а также более подробное изучение распределения пыли в поперечных сечениях струи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лаатс М., См. настоящий номер журнала, стр. 569—578.
2. Абрамович Г. Н., Теория турбулентных струй, М., 1960.
3. Чернов А. Н. и Бухман С. В., Исследование двухфазных свободных струй, Сб. Исследование физических основ рабочего процесса топок и печей, Алма-Ата, 1957.
4. Каплан Р. М., ЖТФ, 23, вып. 6, 1006—1013 (1953).
5. Кубынин И. Е., Изв. ВТИ, № 1, 9—15 (1951).

*Институт термofизики и электрофизики
Академии наук Эстонской ССР*

Поступила в редакцию
6/IV 1965

M. LAATS

TANKE FAASI MÕJUST TOLMUSTATUD JOA LEVIMISELE

Artiklis esitatakse katseandmete tuginev analüütiline lahendus tolmustatud jugade dünaamika kohta. Selles lahenduses arvestatakse osakeste täiendavat mõju turbulentsele ülekandeprotsessile, mis viib nii joa aeglasemale laienemisele kui ka telgkiiruse aeglasemale kustumisele.

M. LAATS

ON THE INFLUENCE OF THE SOLID PHASE UPON THE SPREAD OF THE DUST-CONTAINING STREAM

On the basis of experimental data, the author presents an analytical solution of the dynamics of air streams containing a lot of solid particles. It is done with the consideration of the complementary influence of the particles on the transmission process of the turbulence, leading to a slower expansion of the stream and, at the same time, to a slower extinction of the axial velocity.