

Заметим, что при расчете поля  $w$  вертикальных скоростей отдельные моды всегда непрерывны, так как интегралы по разрезам входят при замыкании контура вверх ( $\xi < 0$ ) и вниз ( $\xi > 0$ ) с одинаковыми знаками (точки ветвления появляются парами, а подынтегральная функция нечетная по  $\mu$ ), и вышеприведенным критерием пользоваться нельзя.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Keller J. B., Munk W. H. Internal wave wakes of a body moving in a stratified fluid // Phys. Fluids.— 1970.— V. 13, N 6.
2. Miles J. W. Internal waves generated by a horizontally moving source // Geoph. Fluid Dyn.— 1971.— V. 2, N 1.
3. Санников В. Ф. Ближнее поле установившихся волн, генерируемых локальным источником возмущений в потоке стратифицированной жидкости // Теоретические исследования волновых процессов в океане.— Севастополь, 1983.
4. Веденьков В. Е., Санников В. Ф. Некоторые особенности поля внутренних волн, генерируемых локальным источником возмущений в потоке двухслойной жидкости // ПМТФ.— 1987.— № 2.
5. Боровиков В. А., Владимиров Ю. В., Кельберт М. Я. Поле внутренних гравитационных волн, возбуждаемых локализованными источниками // Изв. АН СССР. ФАО.— 1984.— Т. 20, № 6.

г. Москва

Поступила 21/IX 1987 г.,  
в окончательном варианте —  
16/II 1988 г.

УДК 536.253

Г. С. Голицын, Ю. А. Гостинцев, А. Ф. Солодовник

### ТУРБУЛЕНТНАЯ ПЛАВУЧАЯ СТРУЯ В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ АТМОСФЕРЕ

Надежность прогнозов экологических последствий ряда природных и антропогенных катастроф (извержения вулканов, большие пожары, аварии АЭС, ядерные взрывы) в значительной степени зависит от точности предсказания первоначальной пространственной картины загрязнения атмосферы над индивидуальными источниками тепла и примеси [1]. Под первоначальным загрязнением подразумеваются максимальная высота выброса примеси и распределение ее концентрации в пространстве в моменты времени, близкие к окончанию осредненных вертикальных свободноконвективных перемещений облака или струи нагретых продуктов.

В зависимости от соотношения между временем действия  $t_{\text{и}}$  источника тепла (примеси) и характерным временем тепловой релаксации атмосферы  $t_N \sim 2\pi N^{-1}$  ( $N$  — частота Вейселя — Брента) можно выделить две предельные пространственные конфигурации свободно-конвективных движений [2]. Если  $t_{\text{и}} \ll t_N$  (в пределе при мгновенном выделении энергии), то в атмосфере быстро формируется оторвавшееся от земли всплывающее облако — термик. При обратном соотношении времен (в пределе при постоянно действующем источнике) над очагом образуется конвективная колонка восходящего струйного движения продуктов. Для стандартного состояния атмосферы ( $N = 0,0106 \text{ с}^{-1}$  в тропосферном слое)  $t_N \approx 10$  мин. За это время облако или струя достигнут своей максимальной точки подъема и начнут деформироваться в основном в горизонтальном направлении. При этом термик будет совершать затухающие колебательные вертикальные движения около уровня теплового равновесия, а конвективная колонка (например, от очага пожара) — образовывать медленно расширяющуюся на высоте зависания конфигурацию струйного квазистационарного течения.

Перенос примеси в атмосфере мощными термиками исследован довольно подробно как аналитическими [2—5], так и численными [6, 7] методами, и предсказания теории в основном хорошо согласуются с экспериментальными данными. Ниже излагаются результаты изучения второго предельного случая свободноконвективных движений — двумерной осесимметричной турбулентной плавучей струи.

**Основные уравнения.** Система уравнений для осредненных параметров стационарной турбулентной свободноконвективной осесимметричной

струи в стратифицированной атмосфере в приближении пограничного слоя имеет вид [2, 4, 8]

$$(1) \quad \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v u = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \frac{\sigma \Psi x}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \omega,$$

$$\frac{\partial}{\partial x} u \omega + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v \omega = \frac{\text{Pr}^{-1}}{r} \frac{\partial}{\partial r} \frac{\sigma \Psi x}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} - u N^2,$$

$$\frac{\partial}{\partial x} u \vartheta + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v \vartheta = \frac{\text{Pr}^{-1}}{r} \frac{\partial}{\partial r} \frac{\sigma \Psi x}{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial r} - \frac{u N^2}{g \beta},$$

$$\frac{\partial}{\partial x} u \varepsilon_j + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v \varepsilon_j = \frac{\text{Sc}_j^{-1}}{r} \frac{\partial}{\partial r} \frac{\sigma \Psi x}{r} \frac{\partial \varepsilon_j}{\partial r} - u \frac{d \varepsilon_{ja}}{dx}, \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v = 0,$$

$$\omega = g \frac{\rho_a - \rho}{\rho_a} \approx g \left[ \beta \vartheta + \frac{\mu_a}{\mu_b} \sum_{j=1}^p \varepsilon_j \left( \frac{\mu_b}{\mu_j} - 1 \right) \right], \quad \frac{\mu_a}{\mu_b} =$$

$$= \left[ 1 + \sum_{j=1}^k \left( \frac{\mu_b}{\mu_j} - 1 \right) \varepsilon_{ja} \right]^{-1}.$$

Здесь  $x$ ,  $r$  и  $u = r^{-1} \Psi_r$ ,  $v = -r^{-1} \Psi_x$  — вертикальная, радиальная координаты и соответствующие составляющие осредненной скорости;  $\Psi$  — функция тока;  $\vartheta = T - T_a$  и  $\varepsilon_j = c_j - c_{ja}$  — избыточные значения температуры и массовой концентрации  $j$ -го компонента примеси (с молекулярным весом  $\mu_j$ ) в струе по отношению к их значениям в атмосфере;  $\beta \approx 1/T_a$  — термический коэффициент расширения;  $\omega$  — ускорение силы плавучести;  $\text{Pr}$  и  $\text{Sc}_j$  — турбулентные аналоги чисел Прандтля и Шмидта.

Поднимающаяся струя в общем случае состоит из  $1 + p = 1 + k + m = 1 + l + n + m$  компонентов, где индекс 1 отвечает сухому воздуху,  $l$  — компонентам примеси, содержащейся как в источнике, так и в атмосфере,  $m$  — компонентам только источника, а  $n$  — примеси только в исходной атмосфере. Окружающая среда образована компонентами  $1 + k = 1 + l + n$ .

При выводе (1) использована гипотеза Буссинеска

$$\langle v', u' \rangle = -E \frac{\partial u}{\partial r}, \quad \langle v' \vartheta' \rangle = -\text{Pr}^{-1} E \frac{\partial \vartheta}{\partial r},$$

$$\langle v' \varepsilon_j' \rangle = -\text{Sc}_j^{-1} E \frac{\partial \varepsilon_j}{\partial r}, \quad \langle v' \omega' \rangle = -\text{Pr}^{-1} E \frac{\partial \omega}{\partial r},$$

где для турбулентной кинематической вязкости  $E$  принята оправдавшая себя ранее [4, 8] полуэмпирическая гипотеза замыкания

$$E = \frac{\sigma \Psi x}{r^2} = \frac{\sigma x}{r^2} \int u r dr$$

( $\sigma$  — безразмерный коэффициент турбулентности, определяемый экспериментально).

Второе уравнение в (1) для ускорения силы плавучести получено после умножения третьего уравнения на  $(g\beta)$ , каждого из  $j$  четвертых уравнений на  $g\varepsilon_j(\mu_a/\mu_j - 1)$  и их суммирования при условии  $\text{Sc}_j = \text{Sc} = \text{Pr}$ .

Величина квадрата частоты Вейселя — Брента

$$(2) \quad N^2 = -g \left( \frac{d \ln \rho_a}{dx} + \frac{g}{c_s^2} \right) = \frac{g}{T_a} \left( \frac{dT_a}{dx} + \frac{g}{c_p} \right) \approx g \beta \left( \frac{dT_a}{dx} + \frac{g}{c_p} \right)$$

характеризует стратификацию окружающей среды. В (2) значение  $g/c_p \approx 0,0098$  град/м характеризует адиабатический, а  $dT_a/dx$  — фактический градиент температуры. При  $N^2 > 0$  атмосфера стратифицирована устойчиво (в модели Международной стандартной атмосферы (МСА) для тропосферы до высоты  $\approx 11$  км принято  $dT_a/dx = -0,0065$  град/м = const,  $\beta = 1/288$  град $^{-1}$  и  $N = 1,06 \cdot 10^{-2}$  с $^{-1}$ ; в стратосфере  $N \approx 0,022$  с $^{-1}$  = const до высоты  $\sim 40$  км).

Из (1) видно, что динамическая задача о свободноконвективной струе в стратифицированной атмосфере в принятых допущениях может

решаться автономно на основании только уравнений неразрывности, движения и плавучести без детализации распределения температуры и концентраций.

**Автомоделная плавучая струя.** Для безразлично стратифицированной атмосферы ( $N = 0$ ) или для относительно небольших высот подъема, когда последним членом в уравнениях энергии и плавучести можно пренебречь, имеет место автомоделный режим движения, определяемый только сохраняющимися интегралами системы (1):

$$(3) \quad \int_0^{\infty} u \omega r dr = \int_0^{\infty} u g \frac{\Lambda_0}{\bar{\rho}_a} r dr = \Pi_0, \quad \int_0^{\infty} u \vartheta r dr = Q_0.$$

Поток  $j$ -го компонента газа в струе при неизменности молекулярного состава атмосферы ( $d\varepsilon_{ka}/dx = 0$ ) также сохраняется

$$(4) \quad \int_0^{\infty} u \varepsilon_j r dr = P_{j0}.$$

Автомоделное решение (1), (3), (4) с граничными условиями

$$\frac{\partial u}{\partial r} = v = \frac{\partial \omega}{\partial r} = \frac{\partial \vartheta}{\partial r} = \frac{\partial \varepsilon_j}{\partial r} = 0 \text{ при } r = 0, \quad u = \omega = \vartheta = \varepsilon_j \rightarrow 0 \text{ при } r \rightarrow \infty$$

ищется среди функций

$$(5) \quad \begin{aligned} \Psi &= (\Pi_0 \sigma^2)^{1/3} x^{5/3} \varphi(\eta), \quad u = (\Pi_0 / \sigma)^{1/3} x^{-1/3} \varphi_3(\eta), \\ v &= (\Pi_0 \sqrt{\sigma})^{1/3} x^{-1/3} \varphi_1(\eta), \quad \omega = (\Pi_0 / \sigma)^{2/3} x^{-5/3} f(\eta), \\ \vartheta &= Q_0 (\Pi_0 \sigma^2)^{-1/3} x^{-5/3} f(\eta), \quad \varepsilon_j = P_{j0} (\Pi_0 \sigma^2)^{-1/3} x^{-5/3} f(\eta), \\ E &= (\Pi_0 \sigma^2)^{1/3} x^{2/3} \varphi(\eta) / \eta^2, \quad \eta = r / (x \sqrt{\sigma}), \quad \varphi_1 = \varphi' - 5/3 \varphi / \eta, \\ &\quad \varphi_3 = \varphi' / \eta. \end{aligned}$$

При  $Sc_j = Sc = Pr$  имеется подобие автомоделных профилей избыточной концентрации, температуры и ускорения силы плавучести (дефицита плотности в струе).

Для двух случаев ( $Pr = Sc_j = 0,6$  и  $2,0$ ) есть аналитические решения автомоделной системы уравнений [8]: при  $Pr = Sc = 0,6$

$$\begin{aligned} \varphi &= \sqrt[3]{3} (1 - \exp(-\eta^2/2)), \quad \varphi_1 = \sqrt[3]{3} \left[ \eta \exp(-\eta^2/2) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{5}{3\eta} (1 - \exp(-\eta^2/2)) \right], \\ \varphi_3 &= \sqrt[3]{3} \exp(-\eta^2/2), \quad f = 2/\sqrt[3]{3} \exp(-\eta^2/2); \end{aligned}$$

при  $Pr = Sc = 2$

$$\begin{aligned} \varphi &= 3 \sqrt[3]{0,03} \left( 1 - \exp\left(-\frac{5}{6} \eta^2\right) \right), \quad \varphi_3 = \\ &= 5 \sqrt[3]{0,03} \exp\left(-\frac{5}{6} \eta^2\right), \quad f = \frac{1}{\sqrt[3]{0,03}} \exp\left(-\frac{5}{6} \eta^2\right). \end{aligned}$$

В области значений  $Pr = Sc$  от 0,2 до 2 результаты, полученные численным решением, можно аппроксимировать функциями

$$(6) \quad \begin{aligned} \varphi &= A/m_0 \exp(-m_0 \eta^2), \quad f = C \exp(-(5/6)Pr \eta^2), \\ A &= 0,7443 Pr^{0,0618}, \quad C = 1,9821 Pr^{0,6993}, \quad m_0 = 1,4752 \times \\ &\quad \times Pr^{0,7611} - (5/6)Pr. \end{aligned}$$

При  $Pr = Sc = 2$  эффективный динамический пограничный слой в свободновосходящей турбулентной струе толще теплового и концентрационного, при  $Pr = Sc = 0,6$  имеет место полное подобие профилей, а при  $Pr = Sc < 0,6$  профиль вертикальной скорости уже такового для тепла и концентрации.

Зависимости (6) позволяют определить значение  $Pr$  и коэффициента турбулентности  $\sigma$  по экспериментально найденным профилям осредненной температуры и вертикальной скорости в осесимметричной плавучей струе. Так, в [9] для автомодельного участка свободноконвективной струи на основании обработки опытных данных предложены полуэмпирические выражения

$$(7) \quad u \approx 4,7(2\pi\Pi_0/x)^{1/3} \exp(-96r^2/x^2), \quad g\beta\theta \approx 11x^{-5/3}(2\pi\Pi_0)^{2/3} \times \\ \times \exp(-71 r^2/x^2).$$

Сравнивая (7) с (5) и (6), найдем значения параметров  $Pr = 0,46$  и  $\sigma \approx 6,6 \cdot 10^{-3}$ , согласующих теорию с профилями (7).

Следует отметить, что в [3] высказывалось сомнение о правильности представления экспериментов [9] зависимостями (7), которые предлагалось заменить на

$$(8) \quad u = k_1(2\pi\Pi_0/x)^{1/3} \exp(-80r^2/x^2), \\ g\beta\theta = k_2x^{-5/3}(2\pi\Pi_0)^{2/3} \exp(-80 r^2/x^2).$$

Профилям (8) соответствуют значения  $Pr = 0,6$ ,  $\sigma = 6,25 \cdot 10^{-3}$ . В [10] для автомодельного участка плавучей струи даются аппроксимирующие эксперимент выражения

$$(9) \quad \frac{u_m}{u_0} = 3,5 Fr^{-1/3} \left(\frac{\rho_0}{\rho_a}\right)^{1/3} \left(\frac{x}{D_0}\right)^{-1/3}, \quad \frac{T_m - T_a}{T_0 - T_a} = 8,22 Fr^{1/3} \left(\frac{\rho_0}{\rho_a}\right)^{-1/3} \left(\frac{x}{D_0}\right)^{-5/3},$$

где  $Fr = \rho_0 u_0^2 / [g D_0 (\rho_a - \rho_0)]$  — число Фруда;  $u_m$ ,  $T_m$  — скорость и температура на оси струи; индексом 0 отмечены значения начальных параметров струи на выходе из источника с диаметром  $D_0$ . Сравнение (8), (9) с теоретическими результатами настоящей работы показывает, что с точностью  $\pm 12\%$  обе серии экспериментальных данных удается согласовать при  $Pr = 0,61$ ,  $\sigma = 0,0088$  зависимостями

$$(10) \quad \frac{u_m}{u_0} = 3,6 Fr^{-1/3} \left(\frac{\rho_0}{\rho_a}\right)^{1/3} \left(\frac{x}{D_0}\right)^{-1/3}, \quad \frac{T_m - T_a}{T_0 - T_a} = 8,7 Fr^{1/3} \left(\frac{\rho_0}{\rho_a}\right)^{-1/3} \left(\frac{x}{D_0}\right)^{-5/3}, \\ u = 3,9(2\pi\Pi_0/x)^{1/3} \exp(-70r^2/x^2), \quad g\beta\theta = 10,2 x^{-5/3} \times \\ \times (2\pi\Pi_0)^{2/3} \exp(-70r^2/x^2).$$

Вблизи от источника плавучие струи обладают начальным динамическим импульсом, а распределения скоростей и избыточной температуры на этом участке описываются закономерностями вынужденно-конвективных течений [11]

$$\frac{u_m}{u_0} \approx 6,6 \left(\frac{\rho_0}{\rho_a}\right)^{1/2} \left(\frac{x}{D_0}\right)^{-1}, \quad \frac{T_m - T_a}{T_0 - T_a} \approx 5,1 \left(\frac{\rho_0}{\rho_a}\right)^{-1/2} \left(\frac{x}{D_0}\right)^{-1}.$$

Сравнивая эти выражения с (10), можно записать условие реализации автомодельных распределений, присущих плавучей струе:

$$(11) \quad x/D_0 \geq 2,0 Fr^{1/2} (\rho_0/\rho_a)^{1/4}. ]$$

**Плавучая струя в устойчивой атмосфере.** Для стратифицированной атмосферы интегралы (10) в потоках плавучести и тепла по высоте струи не сохраняются и автомодельный режим во всей области распространения невозможен. При устойчивой стратификации вертикальное движение тормозится, струя быстро расширяется и вблизи уровня нулевой плавучести подъем газа практически прекращается. Неустойчивая стратификация атмосферы способствует ускорению течения [4].

Формально наличие стратифицированной окружающей среды связано с появлением в исходной системе уравнений для динамической задачи дополнительного определяющего параметра  $N$  с размерностью  $1/c$  (интеграл потока плавучести  $\Pi_0$  с размерностью  $m^4/c^3$  в этом случае имеет смысл начального условия).

Так как из указанных размерных параметров нельзя составить ни одного безразмерного комплекса, то введем характерные размерности

$$(12) \quad X_* = [\Pi_0/(\sigma N^3)]^{1/4}, \quad R_* = X_* \sqrt{\sigma}, \quad \Psi_* = X_*^3 \sigma N, \\ U_* = X_* N, \quad V_* = X_* N \sqrt{\sigma}, \quad \Omega_* = X_* N^2.$$

Будем искать решение (1) для динамической задачи в виде

$$(13) \quad \Psi = \Psi_* \Phi(\eta, \zeta), \quad \omega = \Omega_* F(\eta, \zeta), \quad \eta = r/R_*, \quad \zeta = x/X_*.$$

Подставляя (13) в (1), получим

$$(14) \quad \frac{\partial}{\partial \eta} \frac{\Phi}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \frac{1}{\eta} \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} + \zeta \frac{\partial}{\partial \eta} \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} - \zeta^3 \frac{\partial}{\partial \zeta} \frac{1}{\eta^2} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \right)^2 + \eta \zeta^5 F = 0, \\ \text{Pr}^{-1} \frac{\partial}{\partial \eta} \frac{\Phi}{\eta} \frac{\partial F}{\partial \eta} + \zeta \left( \frac{\partial}{\partial \eta} F \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} - \frac{\partial}{\partial \zeta} F \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \right) + \zeta \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} = 0$$

с граничными условиями по  $\eta$

$$\Phi = (\Phi'/\eta)' = F' = 0 \text{ при } \eta = 0, \quad \Phi'/\eta = F \rightarrow 0 \text{ при } \eta \rightarrow \infty.$$

Знак минус во втором уравнении из (13) отвечает устойчивой, а плюс — неустойчивой стратификации атмосферы. Величина  $N$  в (12) для второго варианта взята по модулю.

Анализ (14) показывает, что при малых  $\zeta$  с точностью до членов порядка  $\sim O(\zeta^{8/3})$  существует автомодельное решение, которое в принятых переменных имеет вид

$$\Phi_0 = M_0(1 - \exp(-m_0 \eta^2)) \zeta^{5/3}, \quad F_0 = N_0 \exp(-k_0 \eta^2) \zeta^{-5/3}.$$

Значения числовых коэффициентов  $M_0$ ,  $m_0$ ,  $N_0$  и  $k_0$  известным образом зависят от  $\text{Pr}$  (см. предыдущий раздел).

Приближенное решение (14) для устойчивой стратификации атмосферы искалось с помощью метода интегральных соотношений в виде двойных рядов

$$(15) \quad \Phi = \sum_{n=0}^{\infty} M_n [1 - \exp(-m_n \eta^2)] \zeta^{(8n+5)/3}, \quad m_n = \frac{m_0}{1+n}, \\ F = \sum_{n=0}^{\infty} N_n \exp(-k_n \eta^2) \zeta^{(8n-5)/3}, \quad k_n = \frac{k_0}{1+n}, \quad n = 0, 1, 2, \dots,$$

удовлетворяющих граничным условиям по  $\eta$ .

Интегрирование (14) по  $\eta$  от 0 до  $\infty$  с учетом граничных условий дает интегральные уравнения

$$(16) \quad \frac{\partial}{\partial \zeta} \zeta^{-2} \int_0^{\infty} \frac{1}{\eta} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \right)^2 d\eta = \zeta^2 \int_0^{\infty} F \eta d\eta, \quad \frac{\partial}{\partial \zeta} \int_0^{\infty} F \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} d\eta = -\Phi(\infty).$$

Подстановка (15) в (16) позволяет при известных для выбранного  $\text{Pr}$  значениях  $M_0$ ,  $m_0$ ,  $N_0$ ,  $k_0$  и заданных  $m_n$  и  $k_n$  после группирования членов с одинаковыми степенями при  $\zeta$  найти неизвестные коэффициенты  $M_n$  и  $N_n$ . Четыре первых их значения приведены в табл. 1.

В безразмерных переменных (13) профили вертикальной и радиальной скоростей запишем как

$$(17) \quad \Phi_3 = 2 \sum_{n=0}^{\infty} M_n m_n \exp(-m_n \eta^2) \zeta^{(8n-1)/3}, \\ \Phi_1 = -\frac{1}{\eta \zeta} \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \left( \frac{8n+5}{3} \right) M_n (1 - \exp(-m_n \eta^2)) \zeta^{(8n+2)/3} - \right. \\ \left. - 2M_n m_n \eta^2 \exp(-m_n \eta^2) \zeta^{(8n-1)/3} \right].$$

Зависимости для относительных величин осевой скорости и плотности в

Т а б л и ц а 1

Pr=0,35	Pr=0,6	Pr=1
$M_0 = 1,788$ ; $m_0 = 0,3924$	1,44225; 0,5	1,204; 0,61
$M_1 = -0,3698$ ; $m_1 = 0,1962$	-0,23401; 0,25	-0,1578; 0,305
$M_2 = -0,0410$ ; $m_2 = 0,1308$	-0,02004; 0,1667	-0,0134; 0,1525
$M_3 = -0,0094$ ; $m_3 = 0,0981$	-0,00349; 0,125	-0,0018; 0,1017
$N_0 = 0,9745$ ; $k_0 = 0,2913$	1,38672; 0,5	1,965; 0,8333
$N_1 = -0,4023$ ; $k_1 = 0,1456$	-0,45000; 0,25	-0,5151; 0,4167
$N_2 = -0,0025$ ; $k_2 = 0,0971$	-0,00169; 0,1667	-0,0008; 0,2083
$N_3 = -0,0007$ ; $k_3 = 0,0728$	-0,00032; 0,125	-0,00016; 0,1389
$\zeta_m = 1,89$ ; $\zeta_m/\zeta_B = 1,24$	2,074; 1,24	2,284; 1,28
$\zeta_B = 1,52$ ; $\zeta_H/\zeta_B = 0,74$	1,671; 0,74	1,78; 0,74
$\zeta_H = 1,13$ ; $\zeta_1/\zeta_B = 0,91$	1,242; 0,91	1,32; 0,92
$\zeta_1 = 1,38$ ; $\zeta_2/\zeta_B = 0,84$	1,515; 0,84	1,646; 0,83
$\zeta_2 = 1,28$ ; $(\zeta_B - \zeta_H)/\zeta_2 = 0,3$	1,409; 0,3	1,485; 0,31

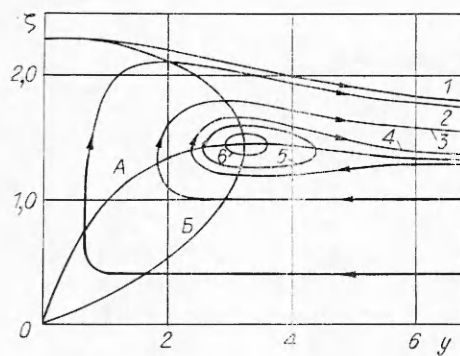
струе можно представить также в параметрической форме

$$(18) \quad \frac{u}{u_0} = 2 \sum_{n=0}^{\infty} M_n m_n \text{Fr}_1^{(2n-1)/3} \text{Sh}^{2n} \widehat{x}^{(sn-1)/3} \exp(-m_n \xi^2 / \widehat{x}^2),$$

$$\frac{\rho - \rho_a}{\rho_0 - \rho_a} = (8\sigma)^{-1} \sum_{n=0}^{\infty} N_n \text{Fr}_1^{(2n+1)/3} \text{Sh}^{2n} \widehat{x}^{(sn-5)/3} \exp(-k_n \xi^2 / \widehat{x}^2),$$

где  $\text{Fr}_1 = \rho_a u_0^2 8\sigma / [g(\rho_a - \rho_0) D_0]$  и  $\text{Sh} = ND_0 / u_0$  — модифицированные числа Фруда и Струхалия;  $\widehat{x} = x/D_0$ ;  $\xi = r/(D_0 \sqrt{\sigma})$ ;  $u_0$  и  $\rho_0$  — скорость и плотность в источнике.

На рис. 1 в координатах  $\zeta$ ,  $y = r/(X_* \sqrt{\sigma})$  приведено рассчитанное на основании (15), (17) для  $\text{Pr} = 1$  поле течения турбулентной свободно-конвективной струи в устойчиво стратифицированной атмосфере. Линии 1—6



Р и с. 1

1—6 отвечают значениям безразмерной функции тока  $\Phi = 0; 0,26; 1,04; 1,27; 1,32; 1,37$ . На линиях A и B равны нулю соответственно радиальная и вертикальная составляющие скорости. Видно, что свободновосходящая струя достигает своей наибольшей точки подъема  $\zeta_m \approx 2,284$  на оси. Здесь газ переохлажден и тяжелее окружающей среды (точка нулевой плавучести на оси находится в  $\zeta_1 = 1,646$ ), поэтому он, растекаясь в горизонтальном направлении, опускается. В стационарных условиях при  $\xi \rightarrow \infty$  в отсутствие вертикальной диффузии вся присоединенная к плавучей струе вблизи основания масса воздуха радиально удаляется от оси внутри горизонтального слоя между  $\zeta_B \approx 1,78$  (асимптотическая координата линии  $\Psi = 0$  при  $\xi \rightarrow \infty$ ) и  $\zeta_H \approx 1,32$  (асимптотическая координата линии  $v = 0$  при  $\xi \rightarrow \infty$ ). Уровень  $\zeta_2 = 1,485$  — нулевое значение интеграла потока плавучести  $\int_0^{\infty} u \omega r dr = 0$ . Вблизи пересечения кривых A

( $v = 0$ ) и B ( $u = 0$ ) имеет место замкнутая область вихревого движения.

Рассчитанные значения координат  $\zeta_i$  характерных точек зависшей струи приведены в табл. 1. Несмотря на различие в абсолютных величинах, относительное их местонахождение практически не зависит от  $Pr$ . Для  $Pr = 0,6$  при найденном из экспериментов на автомоделном участке среднем значении  $\sigma = 0,0088$  следуют зависимости

$$(19) \quad x_m \approx 6,77 \Gamma^{1/4}, \quad x_n \approx 5,45 \Gamma^{1/4}, \quad x_2 \approx 4,6 \Gamma^{1/4}, \\ x_n \approx 4,05 \Gamma^{1/4}, \quad \Gamma = \Pi_0/N^3.$$

Формула для  $x_m$  из (19) хорошо описывает данные небольших модельных экспериментов [10] по максимальной высоте подъема свободноконвективных струй в устойчиво стратифицированной среде.

Оценим условия, ограничивающие применимость (15), (19). Поскольку эти выражения получены в предположении о реализации автомоделного режима течения в плавучей струе при малых высотах, то в соответствии с (11) они справедливы при выполнении неравенства

$$(20) \quad \left( \frac{\Pi_0}{\sigma N^3 D_0^4} \right)^{1/4} \gg 2,0 Fr^{1/2} \left( \frac{\rho_0}{\rho_a} \right)^{1/4}, \quad \text{или} \quad u_0 N < 0,1g \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \quad (\text{для } Pr = 0,6).$$

Условие (20) не является критичным для сильно нагретых конвективных струй продуктов от пожаров или вулканов (в МСА даже для звуковой начальной скорости истечения  $u_0 = 300$  м/с неравенство (20) выполняется при  $T_0 - T_{a*} \approx 1000$  К). Если (20) не выполнено, движение в струе будет сохранять вынужденно-конвективный характер вплоть до зависания, а максимальная точка ее подъема в устойчиво стратифицированной атмосфере — определяться величиной начального динамического импульса [11]

$$x_m \approx 6 (I_0/N^2)^{1/4}, \quad I_0 = \int_0^\infty ur^2 dr = 1/8 u_0^2 D_0^2.$$

Помимо (20) существует ограничение на возможность использования уравнений вертикального пограничного слоя, которое для  $Pr = 0,6$  можно записать в приближенном виде

$$\frac{x_n}{D_0} = 4,05 \left( \frac{\Pi_0}{\sigma N^3 D_0^4} \right)^{1/4} > 1, \quad D_0 < 4 (\Pi_0/N^3)^{1/4}.$$

Используя связь интеграла потока плавучести  $\Pi_0$  и тепловой мощности источника  $\dot{Q}_0 = 2\pi(p_a T_a)_* c_p \Pi_0/g = 2\pi\gamma p_* \Pi_0/[g(\gamma - 1)]$  при известных  $\gamma = 1,4$ ,  $p_* = 1,013 \cdot 10^5$  Па и  $N = 0,0106$  с<sup>-1</sup>, запишем вышеприведенное неравенство в форме

$$(21) \quad D_0 < D_* = 0,18 \left( Q_0 \frac{p_* N^3}{p_n N^3} \right)^{1/4},$$

где  $D_0$  в км,  $Q_0$  в МВт,  $p_*$  и  $p_n$  — стандартное давление в Па на уровне моря и фактическое давление на уровне источника.

Нарушение условия (21) означает необходимость учета второго уравнения движения (по координате  $r$ ) в исходной системе. В предельном случае ( $D_0 \rightarrow \infty$ ) источник можно рассматривать как непрерывно распределенный по площади. Характер автомоделного течения над ним будет определяться плотностью потока плавучести  $\dot{\Pi} \sim \Pi_0/D_0^2$ , а высота зависания нагретых продуктов — комплексом  $(\dot{\Pi}/N^3)^{1/2}$  [4].

**Выброс примеси в стратифицированную атмосферу.** На небольших удалениях от источника постоянной мощности при выполнении (11) сохраняется поток вещества (4) и реализуется автомоделный закон (5) распределения примеси, который при  $Pr = Sc_j = 0,6$  в переменных (13), где в

качестве характерной концентрации следует положить  $\varepsilon_{j*} = P_{j0}/(X_*^3 \sigma N)$ , имеет вид

$$(22) \quad K_j = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{j*}} = \frac{2}{\sqrt[3]{3}} \exp(-\eta^2/2) \zeta^{-5/3}.$$

При переходе к переменным (18) выражение (22) принимает форму

$$\frac{\varepsilon_j - \varepsilon_{ja}}{\varepsilon_{j0} - \varepsilon_{ja}} = \frac{Fr_1^{1/3}}{4\sqrt[3]{3}\sigma} \widehat{x}^{-5/3} \exp(-\xi^2/(2\zeta^2)).$$

На высотах, сравнимых с  $\bar{X}_*$ , условие сохранения вертикального потока вещества нарушается и должно быть заменено интегральным условием баланса примеси в атмосфере

$$\int_0^\infty \int_0^\infty \varepsilon_j r dr dx = P_{j0} t, \quad P_{j0} = \int_0^\infty u \varepsilon_j r dr,$$

которое в переменных  $K_j$ ,  $y = r/(X_* \sqrt{\sigma})$ ,  $\zeta = x/X_*$ ,  $\tau = tN$  запишем как

$$\int_0^\infty \int_0^\infty K_j y dy d\zeta = \tau.$$

Таким образом, вблизи от постоянно действующего источника в плавающей струе реализуется стационарный автомодельный закон (22) распределения примеси, а на высотах, сравнимых с  $X_*$ , характер переноса существенно нестационарный и в принятых безразмерных переменных описывается уравнением

$$(23) \quad \frac{\partial K_j}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left( \frac{K_j}{y} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) - \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left( K_j \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) = \\ = Sc_j^{-1} \left[ \alpha \frac{\partial^2 K_j}{\partial \zeta^2} + \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left( y \left( \beta + \frac{\zeta \Phi}{y^2} \right) \frac{\partial K_j}{\partial y} \right) \right].$$

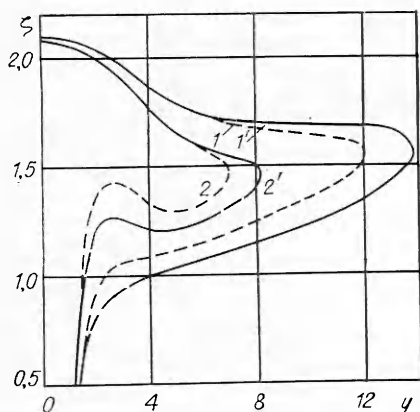
Здесь  $\alpha = E_1/(NX_*^2)$ ,  $\beta = E_2/(NX_*^2 \sigma)$  — безразмерные коэффициенты квазиламинарного переноса в вертикальном и горизонтальном направлении (принято, что по радиальной координате кинематическая вязкость равна сумме  $E_r = E_2 + \sigma \Psi x/r^2$ , а по вертикальной —  $E_x = E_1$ ,  $E_2$  и  $E_1$  — константы).

Для  $Pr = Sc_j = 0,6$  уравнение (23) решалось численно с помощью модифицированной схемы с разностями против потока при заданной из (15) функции  $\Phi$  и  $\beta = 0,001$ ,  $\alpha = 0,01$ . В качестве начального условия при  $\tau = 0$  задавалось  $K_j = 0$ , а граничные условия имели вид  $\partial K_j / \partial y = 0$  при  $y = 20$ ,  $y = 0$  и  $\partial K_j / \partial y = 0$  при  $\zeta = 3$ . На нижней полуплоскости при  $\zeta = 0,5$  для  $K_j$  задавалось автомодельное распределение (22).

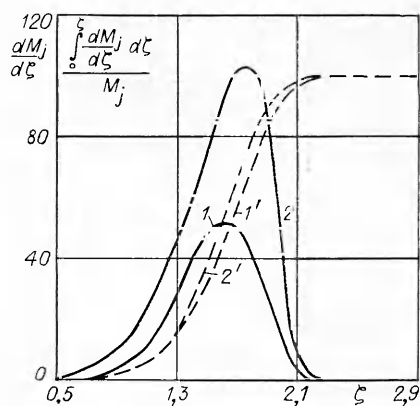
Физически такая постановка задачи соответствует диффузии примеси в заданном стационарном поле скоростей от постоянно действующего источника. Ясно, что для рассматриваемой проблемы такая задача носит приближенный характер, так как источник диффузии включается после установления поля скоростей и фактически не учитывается вынос примеси за времена  $\tau < \tau_* \approx 2\pi$ . С увеличением времени счета ( $\tau \gg \tau_*$ ) вносимая при этом ошибка уменьшается.

Результаты расчета проиллюстрированы на рис. 2 и 3. На рис. 2 в координатах  $\zeta$ ,  $y$  представлена деформация изолиний концентрации во времени. Кривые 1 и 1' отвечают  $K_j = 0,275$  для  $\tau = 38,18$  и  $76,36$  (1 и 2 ч реального времени), кривые 2 и 2' —  $K_j = 0,55$  для тех же моментов времени. На рис. 3 даны зависимости безразмерной линейной плотности распределения примеси  $dM_j/d\zeta \left( M_j = X_* N_0 \int_0^\infty K_j y dy / P_{j0} \right)$  от высоты  $\zeta$  для 1 и 2 ч реального времени (линии 1 и 2). Соответствующие распределения от-

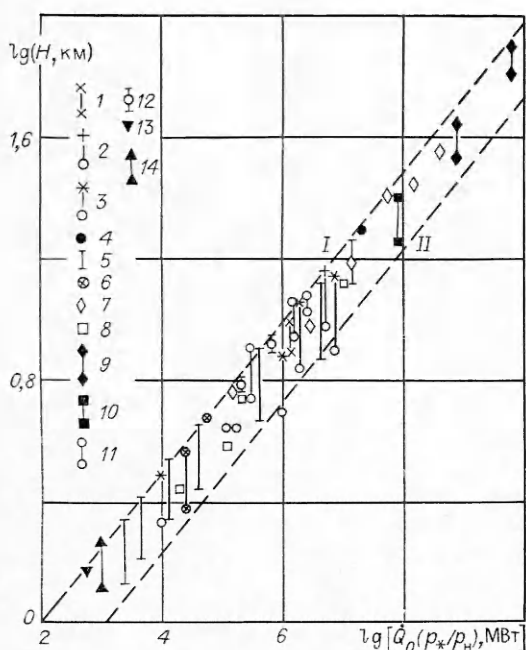




Р и с. 2



Р и с. 3



Р и с. 4

носительной полной массы вынесенного вещества в процентах при тех же временах представлены на рис. 3 линиями 1' и 2'. Видно, что через 2 ч в области до нижней кромки  $\zeta_{\text{н}} = 1,24$  зависшей колонки продуктов содержится  $\sim 15\%$  выносимой примеси, между верхней  $\zeta_{\text{в}} = 1,67$  и нижней кромкой находится  $\sim 50\%$  вещества, а между максимальной точкой подъема  $\zeta_{\text{м}} \approx 2,1$  струи и нижней кромкой — около  $80\%$  примеси.

Таким образом, преобладающая доля выносимой в стратифицированную атмосферу свободноконвективной струей примеси при временах порядка нескольких часов находится в горизонтальном слое между уровнями  $\zeta_{\text{м}}$  и  $\zeta_{\text{н}}$ .

#### Мощная плавучая струя в реальной атмосфере. Сравнение

с экспериментом. При достаточной тепловой мощности турбулентной плавучей струи состояние пограничного слоя атмосферы ( $\sim 1$  км) слабо влияет на максимальную высоту подъема продуктов. В этом случае можно в пределах тропосферы приближенно считать  $N = 0,0106 \text{ с}^{-1} = \text{const}$  и использовать формулы (19) для сравнения с известными экспериментальными и расчетными данными по параметрам зависшей конвективной колонки продуктов над очагами горения и вулканами, действующими в режиме непрерывного извержения.

Полезно привести следующие из (19) размерные соотношения, связывающие в МСА вертикальные координаты характерных точек зависшей струи с тепловой мощностью источника:

$$(24) \quad x_{\text{м}} \approx 0,29 \left( \dot{Q}_0 \frac{p_* N_0^2}{p_{\text{н}} N^2} \right)^{1/4}, \quad x_{\text{в}} \approx 0,24 \left( \dot{Q}_0 \frac{p_* N_0^2}{p_{\text{н}} N^2} \right)^{1/4}, \quad x_{\text{н}} \approx 0,17 \left( \dot{Q}_0 \frac{p_* N_0^2}{p_{\text{н}} N^2} \right)^{1/4}$$

( $x$  в км,  $N_0$  и  $N$  — коэффициенты Вайсяля—Брента в стандартной и реальной атмосфере).

На рис. 4 в логарифмических координатах представлены результаты экспериментов и теории. Прямые I и II — максимальная  $x_{\text{м}}$  и минималь-

Таблица 2

Обозначения рис. 4	Источник	Явление	Мощность, МВт (размер очага, высота колонки)	Примечание
1	[12]	Модель пожара в Гамбурге, 1943 г.	$1,4 \cdot 10^6$ ( $x_m = 8-10$ км)	Осредненная модель конвективной струи
2	[13]	Модель городского пожара	$4,0 \cdot 10^6$ ( $R_0 = 4$ км, $x_m \approx 15$ км)	Трехмерный счет. Частично неустойчивая стратификация, $p_*/p_H \approx 1,2$ . Учет ветра и конденсации паров воды. Верхняя точка — кромка струи, нижняя — положение максимума $dM_j/dx$
3	[14]	Модели пожаров: Лонг Бич, 1958 г. Гамбург, 1943 г. Модельный город	$1,0 \cdot 10^4$ ( $R_0 = 0,5$ км, $x_m = 3,2$ км) $1,7 \cdot 10^6$ ( $R_0 = 2$ км, $x_m = 12$ км) $1,1 \cdot 10^6$ ( $R_0 = 5$ км, $x_m = 8$ км)	Двумерный счет. Без ветра и конденсации  Трехмерный счет с ветром и конденсацией. Нижняя точка — максимум $dM_j/dx$
4	[15]	Модельный очаг	$2,0 \cdot 10^7$ ( $R_0 = 5$ км, $x_m \approx 21$ км)	Трехмерный счет в МСА без ветра и конденсации
5	[16]	Плавучая струя	$2,6 \cdot 10^8 - 1,4 \cdot 10^7$ ( $R_0 = 0,09-2,8$ км)	Осредненная модель. Численный счет. Верхняя точка — $N = 0,0097$ с <sup>-1</sup> , нижняя — $N = 0,018$ с <sup>-1</sup>
6	[17]	Полевой эксперимент	$5,0 \cdot 10^4$ (квадрат 20 га, $x_m = 5$ км) $3,0 \cdot 10^4$ (12 га, $x_m = 3,8-2,8$ км)	Верхняя точка — слабо-неустойчивая стратификация, нижняя — устойчивая
7	[18]	Вулканы:		$\Delta x_m$ — высота подъема струи над вершиной кратера, $H$ — уровень вершины [25]
		Сьерро Negro, 5.02.1972 г.	$1,1 \cdot 10^5$ ( $\Delta x_m = 6$ км)	$H = 4470$ м, $p_*/p_H = 1,74$
		Агунг, 16.05.1963 г.	$2,0 \cdot 10^6$ ( $\Delta x_m = 10$ км)	$H = 3150$ м, $p_*/p_H = 1,47$
		Фуэго, 14.09. 1971 г.		$H = 3740$ м, $p_*/p_H = 1,59$
		Гекла, 05.05. 1970 г.	$1,2 \cdot 10^7$ ( $\Delta x_m = 16$ км)	
		Гекла, 29.03. 1947 г.	$5,7 \cdot 10^7$ ( $\Delta x_m = 27$ км)	$H = 1500$ м, $p_*/p_H = 1,2$
		Безымянный, 03.03. 1956 г.	$2,8 \cdot 10^8$ ( $\Delta x_m = 36$ км)	$H = 2800$ м, $p_*/p_H = 1,41$
		Санта Мария, 24.10.1902 г.	$1,1 \cdot 10^8$ ( $\Delta x_m = 28$ км)	$H = 2500$ м, $p_*/p_H = 1,35$
8	[19]	Гекла, 05.05.1970 г.	$8,5 \cdot 10^6$ ( $\Delta x_m = 13,5$ км)	
9	[20]	Безымянный, 30.03.1956 г. Кракатау, 27.08.1883 г.	$5,9 \cdot 10^8$ ( $\Delta x_m = 35-44$ км) $5,6 \cdot 10^9$ ( $\Delta x_m = 70-80$ км)	$H = 813$ м, $p_*/p_H = 1,11$

Обозначения рис. 4	Источник	Явление	Мощность, МВт (размер очага, высота колонки)	Примечание
10	[23]	Сент-Хеленс, 18.05.1980 г.	$6,0 \cdot 10^7$ ( $\Delta x_m = 18-25$ км)	$H = 2975$ м, $p_*/p_H = 1,43$ . Оценка мощности по энергии акустико-гравитационных волн
8	[19]	Пожары: Лонг Бич, 1958 г.	$2,0 \cdot 10^4$ ( $x_m = 2,9$ км)	Для разных моментов времени
11	[21]	Дарвин Ривер, 1971 г.	$\left\{ \begin{array}{l} 2,1 \cdot 10^5 (x_m = 5,8 \text{ км}) \\ 1,1 \cdot 10^5 (x_m = 4 \text{ км}) \end{array} \right\}$	
		Air Force Bomb. Range Tillamook County, 1933	$1,2 \cdot 10^5$ ( $x_m = 4,6$ км)	
		Mack Lake Fire, 1980	$2,2 \cdot 10^6$ ( $x_m = 11-12$ км)	
		Sierra Nat. Forest, 1961	$1,6 \cdot 10^5$ ( $x_m = 4,6$ км)	
		Гамбург, 1943 г.	$2,2 \cdot 10^5$ ( $x_m = 6-9$ км)	
			$1,7 \cdot 10^6$ ( $x_m = 9-12$ км)	
12	[22]	Sundance Fire, 1967	$\left\{ \begin{array}{l} 5,0 \cdot 10^5 (x_m = 9,2 \text{ км}) \\ 1,5 \cdot 10^5 (x_m = 6 \text{ км}) \end{array} \right\}$	$H = 1500$ м, $p_*/p_H = 1,2$ . Естественный пожар в горах. Разные моменты времени
13	—	Пожар Чернобыльской АЭС	$550$ ( $x_m = 1,5$ км)	
14	[24]	Полевой эксперимент	$10^3$ ( $x_m = 1,3-2$ км)	Верхняя точка — слабоустойчивая стратификация, нижняя — устойчивая

ная  $x_H$  высоты зависшего облака, посчитанные по (24). Условные обозначения, ссылки на источник используемых на рис. 4 данных и характеристики исследуемых очагов выделения энергии приведены в табл. 2. Видно, что результаты изложенной двумерной аналитической модели удовлетворительно совпадают (по характерным параметрам подъема конвективной струи) как с предсказанием более общих трехмерных моделей, реализованных численно, так и с экспериментом. При нарушении условия (21) (как это имело, например, место для части данных [14]) нагретые продукты поднимаются на меньшую, чем это следует из (24), высоту.

Согласно (24), при выполнении (21) постоянно действующий во времени источник тепла с мощностью  $\dot{Q}_0$ , большей  $2 \cdot 10^6$  МВт, обеспечивает выход верхней кромки свободноконвективной струи за пределы тропосферы ( $\sim 11$  км) в нормально стратифицированной атмосфере.

Представленные результаты могут использоваться как для анализа пространственно-временной картины загрязнения атмосферы мощными свободноконвективными длительно действующими источниками, так и для оценки мощности энерговыделения в очаге по замеренным высотам подъема продуктов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Будыко М. И., Голицын Г. С., Израэль Ю. А. Глобальные климатические катастрофы. — М.: Гидрометеоздат, 1966.
2. Гостинцев Ю. А., Солодовник А. Ф. и др. Турбулентный термик в стратифицированной атмосфере // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1986. — № 6.
3. Morton B. R., Taylor G. I., Turner J. S. Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources // Proc. Roy. Soc. — 1956. — V. 234 A, N 1196.

4. Гостинцев Ю. А., Солодовник А. Ф., Лазарев В. В. К теории аэродинамики, самовоспламенения и выгорания турбулентных термиков, вихревых колец и струй в свободной атмосфере // Хим. физика.— 1982.— № 9.
5. Онуфриев А. Т. Теория движения вихревого кольца под действием силы тяжести. Подъем облака атомного взрыва // ПМТФ.— 1967.— № 2.
6. Гостинцев Ю. А., Солодовник А. Ф. Мощный турбулентный термик в устойчиво стратифицированной атмосфере. Численное моделирование // ПМТФ.— 1987.— № 1.
7. Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И., Якуш С. Е. О численном моделировании подъема турбулентного термика в неоднородной сжимаемой атмосфере // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1989.— № 1.
8. Гостинцев Ю. А., Суханов Л. А., Солодовник А. Ф. Стационарная автомодельная турбулентная струя над точечным концентрационно-тепловым источником // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1983.— № 2.
9. Rouse H., Yih C. S., Humphreys H. W. Gravitational convection from a boundary source // Tellus.— 1952.— V. 4, N 3.
10. Hossain M. S., Rodi W. A turbulent model for buoyant flows and its applications to vertical buoyant jets // Buoyant jets and plumes/Ed. W. Rodi.— Oxford et al.: Pergamon Press, 1982.
11. List E. J. Mechanics of turbulent buoyant jets and plumes // Ibid.
12. Carrier G. F., Fendell F. E., Feldman P. S. Big fires // Combustion Sci. and Techn.— 1984.— V. 39, N 1.
13. Cotton W. R. Atmospheric convection and nuclear winter // Amer. Scientist.— 1985.— V. 73, N 3.
14. Penner J. E., Haselman L. C., Edwards L. L. Buoyant plume calculation.— N. Y., 1985.— (Pap./A1AA; N 85-0459).
15. Hassing G. A., Rosenblatt M. Firestorm formation and environmental characteristics after a large-yield nuclear burst // Proc. 17th Asil. Conf. on fire and blast effects of nuclear weapons, 1983.— (Lawrence Livermore Nat. Lab. Rept).
16. Вульфсон Н. И., Левин Л. М. Исследование распространения струи метеотрона в облачной среде применительно к активным воздействиям // Тр. ИПГ.— 1981.— Вып. 46.
17. Palmer T. Y. Convection columns above large fires // Fire Technol.— 1975.— V. 11, N 1.
18. Федотов С. А. Оценки выноса пепла и пирокластики вулканическими извержениями и фумаролами по высоте их струй и облаков // Изв. АН СССР. Вулканология и сейсмология.— 1982.— № 4.
19. Manins P. C. Cloud heights and stratospheric injections resulting from a thermonuclear war // Atmosph. Environ.— 1985.— V. 19, N 8.
20. Горшков Г. С., Богоявленская Г. Е. Вулкан Безымянный и особенности его последних извержений 1955—1963 гг.— М.: Наука, 1965.
21. The effects on the atmosphere of a major nuclear exchange/Nat. Res. Council.— Washington: Nat. Academy Press, 1985.
22. Anderson H. E. Sundance fire: an analysis of fire phenomena/U. S. Dept of Agriculture, Forest Service Res.— S. L., 1968.— (Pap./INT—56).
23. Гостинцев Ю. А., Шацких Ю. В. О механизме генерации длинноволновых акустических возмущений в атмосфере всплывающим облаком продуктов взрыва // ФГВ.— 1987.— № 2.
24. Venech V. Experimental study of a artificial convective plume initiated from the ground // J. Appl. Meteorology.— 1967.— N 15.
25. Апродов В. А. Вулканы.— М.: Мир, 1982.

г. Москва

Поступила 7/IV 1988 г.

УДК 533.601.16

*В. И. Кузнецов*

### ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ЭНЕРГООБМЕН В ВИХРЕВОЙ ТРУБЕ

В ряде работ [1, 2] отмечалось, что температурная эффективность вихревых труб зависит только от степени расширения газа и не зависит от полного давления на входе в тангенциальное сопло (при постоянной температуре торможения газа и весовой доле холодного потока  $\mu$ ). Теоретические выводы подтверждались экспериментами с полным давлением на входе в вихревую трубу выше атмосферного ( $p_{вх} \geq 10^5$  Па). И хотя из экспериментов [1] следовало, что снижение полного давления при сохранении неизменной степени понижения полного давления газа  $\epsilon$  приводит к некоторому снижению температурной эффективности, считалось, что уровень давлений не играет роли в работе вихревой трубы. Из анализа математической модели процесса энергетического разделения газа в вихревой трубе [3] следует, что температурная эффектив-