

УДК 532.5.013.4:536.24:551.511

© 1996 г. А.А. ФОМИН

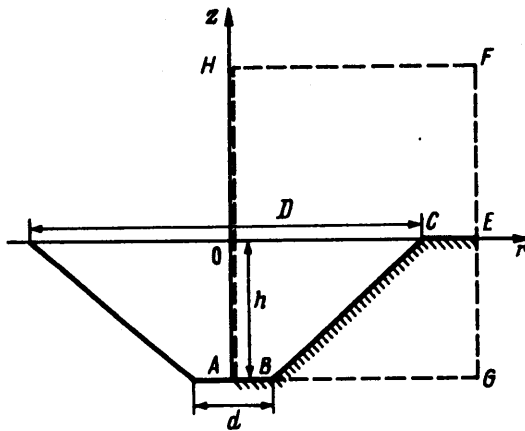
МОДЕЛИРОВАНИЕ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ В ГЛУБОКИХ КАРЬЕРАХ

Методом численного моделирования исследован механизм тепло- и массопереноса в атмосфере осесимметричных глубоких карьеров в отсутствие ветра. Показано, что в зависимости от типа стратификации температуры атмосферы по высоте и геометрических параметров карьеров возникают принципиально различные режимы переноса тепла и вредных примесей. Определена динамика накопления примесей по времени.

Вопросам теоретического моделирования естественного и вынужденного тепло- и массопереноса в карьерах посвящено значительное количество исследований, в большинстве из которых использованы приближенные подходы. И лишь относительно небольшое число работ выполнено на базе двух- и трехмерных уравнений Навье – Стокса [1–5]. В [1] приведена постановка для пространственного случая проветривания карьеров с учетом взаимодействия воздушной массы с термически и орографически неоднородной поверхностью, а также процессов влагопереноса и диффузии загрязняющих примесей. В [2] определены поля течения в карьерах под действием неоднородного нагрева их бортов, а также исследовано взаимодействие свободной термической конвекции с ветровым потоком. В [3] обсуждаются результаты численного моделирования трехмерных течений в карьерах с помощью метода фиктивных областей. Наиболее полное описание современного состояния вопроса приведено в монографиях [4–5]. В них рассматриваются процессы естественной циркуляции воздуха в карьерах, причины, их формирующие, основные схемы проветривания карьеров возникающие за счет энергии ветра, термических воздействий и вентиляторов.

Математические постановки задач выписаны в максимально обобщенном виде: учитываются трехмерность течения, радиационный приток тепла, конденсация и испарение влаги, вращение Земли, орография карьеров. Замыкание основной системы уравнений производится с помощью полуэмпирической модели турбулентной вязкости или k - ϵ -модели. Подробно излагаются численные алгоритмы реализации математических постановок задач. Приводятся результаты расчетов в основном по двумерным моделям: векторные поля течения, изолинии избыточной температуры газа, концентраций примесей. На основании анализа энергетики атмосферы карьера делается вывод о том, что атмосфера более чувствительна к естественному воздействию на тепловой режим поверхности, нежели к искусственному проветриванию локальным импульсным источником.

В перечисленных работах изучение аэрации карьеров ограничивалось, как правило, моделированием вынужденных течений, возникающих по причине ветра или действия вентиляторов. С другой стороны, механизм естественной конвекции, который в определенных условиях может иметь решающее значение при формировании структуры течения, остается практически неизученным. В настоящей работе рассматриваются естественно-конвективные течения в атмосфере глубоких карьеров определенного вида, которые имеют форму круглого усеченного конуса с диаметром входного отверстия порядка 1 км и глубиной 0,5 км и более. Из-за такой большой глубины есте-



Фиг. 1. Схема карьера, штриховой линией показана расчетная область

ственное проветривание карьеров недостаточно интенсивно, что приводит к сильному загрязнению их атмосферы и, как следствие, приостановке технологического процесса разработки полезных ископаемых. Как отмечается в [6], наиболее тяжелая в этом смысле ситуация возникает при отсутствии ветра и установлении устойчивой стратификации температуры атмосферы в районе карьера.

1. Теоретическое исследование механизмов загрязнения воздушного пространства глубокого симметричного карьера проводилось при следующих допущениях.

1. Ветер отсутствует, а источники загрязнения равномерным образом располагаются по боковой поверхности и дну карьера; тогда в силу симметричности геометрии карьера все процессы тепло- и массопереноса в атмосфере карьера будут обладать симметрией относительно вертикальной оси (фиг. 1, прямоугольник ANFG – расчетная область).

2. Атмосфера карьера представляет собой 4-компонентный газ (N_2 , O_2 , H_2O , CO_2). Ее загрязнение происходит только за счет выхлопа двигателями токсичных продуктов сгорания топлива (CO_2); наличием твердой фазы (сажа, пыль) на данном этапе исследования пренебрегалось.

3. В силу того что скорости течения при естественной аэрации много меньше скорости звука [4], зависимостью плотности газа от давления пренебрегалось, что позволило принципиально упростить математическую модель без потери точности решения [7]. С другой стороны, поскольку нельзя заранее утверждать, что концентрации примесей будут настолько незначительны, что плотность многокомпонентного газа останется практически неизменной, в общем случае она считается переменной величиной, зависящей от температуры и концентрации компонент. В первую очередь это замечание относится к ситуациям с устойчивой стратификацией температуры или наличием инверсионных слоев внутри или над карьером.

4. Из-за больших масштабов объекта исследования приповерхностное выделение токсичных примесей (выхлоп автомобилей) моделировалось вдувом теплых газов через поверхность дна и бортов карьера.

5. Оценка модифицированного числа Грасгофа $Gr_q = g\beta qh^4/\lambda\nu^2$, определенного по тепловому потоку q путем замены разности температур на комплекс qh/λ [8], дает значение порядка $2,1 \cdot 10^{22}$. Здесь $g = 9,81 \text{ м/с}^2$ – ускорение свободного падения, $\beta = 1/273 \text{ К}^{-1}$ – коэффициент теплового объемного расширения, $h = 500 \text{ м}$ – глубина карьера, $\lambda = 2,6 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/мК}$ – коэффициент теплопроводности воздуха, $\nu = 1,6 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ – кинематический коэффициент вязкости воздуха, $q = 55 \text{ Вт/м}^2$ – тепловой поток, образованный выхлопом работающих двигателей, который зависит от количества и

типов карьерных самосвалов [6]. Поскольку конвективное течение в рассматриваемой задаче возникает не только за счет нагрева газа, но также и за счет изменения концентраций его компонент, имеет смысл оценить значение числа Грасгофа, построенного по характерной массовой скорости вдува углекислого газа R_4 : $Gr_R = gR_4 h^4 / \rho Dv^2$. Если принять значения плотности $\rho = 1,2 \text{ кг/м}^3$, коэффициента взаимной диффузии системы воздух – CO_2 $D_0 = 0,14 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ и $R_4 = 5 \cdot 10^{-6} \text{ кг/м}^2$ [6], то $Gr_R = 7,2 \cdot 10^{20}$. Приведенные оценки чисел Грасгофа говорят о том, что течение в карьере имеет развитый турбулентный характер и механизмом молекулярного переноса можно пренебречь.

В этих предположениях система гидродинамических уравнений запишется в виде

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial pw}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial rpv}{\partial r} = 0$$

$$\rho \frac{\partial w}{\partial t} + \rho w \frac{\partial w}{\partial z} + \rho v \frac{\partial w}{\partial r} = -\frac{\partial p^*}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \langle -\rho w'^2 \rangle + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \langle -r \rho w'v' \rangle + g(\rho_e - \rho)$$

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho w \frac{\partial v}{\partial z} + \rho v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{\partial p^*}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \langle -\rho w'v' \rangle + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \langle -r \rho v'^2 \rangle$$

$$C_{\Sigma} \rho \left[\frac{\partial \theta}{\partial t} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} + v \frac{\partial \theta}{\partial r} \right] = -w \left(\rho_e g + C_{\Sigma} \rho \frac{dT_e}{dz} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \langle -C_{\Sigma} \rho \theta'w' \rangle + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \langle -r C_{\Sigma} \rho \theta'v' \rangle$$

$$\rho \frac{\partial y_{\alpha}}{\partial t} + \rho w \frac{\partial y_{\alpha}}{\partial z} + \rho v \frac{\partial y_{\alpha}}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial z} \langle -\rho w'y'_{\alpha} \rangle + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \langle -r \rho v'y'_{\alpha} \rangle, \quad \alpha = 2, 3, 4$$

$$y_1 = 1 - y_2 - y_3 - y_4, \quad P_e = \rho R(T_e + \theta) \sum_{\alpha=1}^4 \frac{y_{\alpha}}{\mu_{\alpha}}, \quad C_{\Sigma} = \sum_{\alpha=1}^4 y_{\alpha} c_{p\alpha}$$

Здесь t – время; z, r – вертикальная и горизонтальная координаты соответственно; w, v – вертикальная и горизонтальная компоненты скорости соответственно; p^* – динамическая составляющая давления; C_{Σ} – теплоемкость многокомпонентного газа при постоянном давлении; $\theta = T - T_e$, где T – температура газа; P_e, T_e, ρ_e – давление, температура и плотность невозмущенной атмосферы соответственно; y_{α} – массовая концентрация ($\alpha = 1 - 4$ соответствуют $\text{N}_2, \text{O}_2, \text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2$); μ_{α} – молекулярный вес α -компонента, R – универсальная газовая постоянная. Для параметров невозмущенной атмосферы выполняются соотношения

$$\frac{dT_e}{dz} = \gamma_e, \quad \frac{dP_e}{dz} = -\rho_e g, \quad P_e = \frac{\rho_e R T_e}{\mu_0}$$

где μ_0 – молекулярный вес воздуха, γ_e – градиент стратификации температуры по высоте. Для замыкания основной системы использована k - ϵ -модель турбулентности с учетом сил плавучести, адаптированная для описания механизма турбулентного переноса в атмосфере [9] и модифицированная на случай переменной плотности газа (использовано средневзвешенное осреднение по Фавру [10])

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho w \frac{\partial k}{\partial z} + \rho v \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mu_T}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu_T}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial r} \right) + P + G - \rho \epsilon$$

$$\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \rho w \frac{\partial \epsilon}{\partial z} + \rho v \frac{\partial \epsilon}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mu_T}{\sigma_{\epsilon}} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu_T}{\sigma_{\epsilon}} \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right) + \frac{k}{\epsilon} [C_{\epsilon 1} (P + G) (1 + C_{\epsilon 3} R_T) - C_{\epsilon 2} \rho \epsilon]$$

$$P = \langle -\rho u'_i u'_j \rangle \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad G = g \frac{\rho_e}{\rho} \langle -\rho' w' \rangle$$

$$\langle -\rho'w' \rangle = \frac{\mu_T}{\sigma_T \rho} \frac{\partial(\rho - \rho_\varepsilon)}{\partial z}, \quad R_T = -\frac{G}{P+G} \frac{|v|}{|V|}$$

$$\langle -\rho u'_i u'_j \rangle = \mu_T \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \operatorname{div} \mathbf{V} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k$$

$$\langle -\rho u'_i \theta' \rangle = \frac{\mu_T}{\sigma_T} \frac{\partial \theta}{\partial x_i}, \quad \langle -\rho u'_i y'_\alpha \rangle = \frac{\mu_T}{\sigma_S} \frac{\partial y_\alpha}{\partial x_i}, \quad i, j = 1, 2$$

$$\mu_T = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}$$

Здесь $\{u_i\} = \{w, v\}$, $\{x_i\} = \{z, r\}$, μ_T – коэффициент турбулентной вязкости, k – кинетическая энергия турбулентности, ε – скорость ее диссипации, \mathbf{V} – вектор скорости течения. Константы турбулентности приведены ниже:

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	$C_{\varepsilon 3}$	σ_T	σ_k	σ_ε	κ	C_D	σ_S
0,09	1,44	1,92	0,8	0,9	1,0	1,3	0,4	0,164	0,7

В начальный момент времени среда считается невозмущенной и без примесей ($y_3 = y_4 = 0$).

На оси симметрии используются условия симметрии

$$\frac{\partial y_\alpha}{\partial r} = \frac{\partial w}{\partial r} = \frac{\partial \theta}{\partial r} = \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = v = 0$$

На граничных линиях HF и FE (фиг. 1) для θ , y_α , k , ε , а также для w на FE и для v на HF используются так называемые открытые граничные условия

$$\frac{\partial f}{\partial t} + C_f \frac{\partial f}{\partial n} = 0$$

где f – функция, для которой ставится условие, n – нормаль к границе, C_f – так называемая фазовая скорость распространения возмущений, которая вычисляется таким образом, что любое возмущение f внутри области беспрепятственно выходит за ее пределы, не отражаясь от границы [11]. Для w на HF и v на FE открытые граничные условия комбинируются с условиями типа $du_i/dn = 0$ [12].

Вдоль стенки (отрезки AB , BC , CE на фиг. 1) для компонент скорости выставляются условия прилипания и непротекания, а параметры турбулентности определяются из соотношений [13]

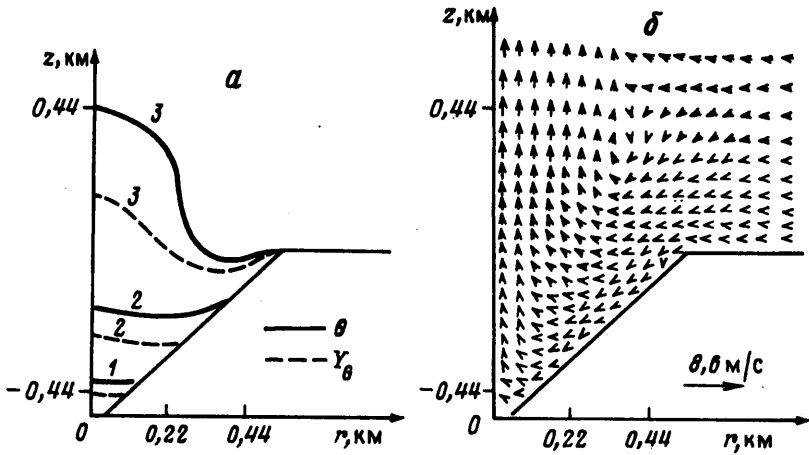
$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0, \quad \varepsilon = C_D \frac{k^{3/2}}{\kappa h_{1/2}}$$

где $h_{1/2}$ – в конечном счете, полуширина сеточного шага. В соответствии с допущением 4 граничные условия при для y_α и θ на стенке имеют вид

$$-\frac{\mu_T}{\sigma_S} \frac{\partial y_\alpha}{\partial n} = R_\alpha, \quad -C_\Sigma \frac{\mu_T}{\sigma_T} \frac{\partial \theta}{\partial n} = q$$

Причем на линии горизонта (отрезок CE на фиг. 1) $R_\alpha = q = 0$. Давление и температура на дне карьера полагаются равными соответственно 90840 Н/м^2 и 273 К .

В силу того, что турбулентное число Шмидта σ_S считается одинаковым для всех компонент, нетрудно видеть, что три уравнения сохранения концентраций сводятся к одному, если ввести переменную $Y_G = (y_\alpha - y_{\alpha\infty}) R_\alpha^{-1}$, где $y_{\alpha\infty}$ – невозмущенное значение



Фиг. 2. Стационарная картина течения в карьере I при нейтральной стратификации ($\gamma_e = -10$ К/км): а - изолинии $\theta = 1,37; 0,82; 0,27$ К (сплошные кривые 1-3); изолинии $Y_G = 34; 27; 9$ м²/кг (штриховые кривые 1-3); б - структура потока

концентрации α -компоненты. Это уравнение и граничное условие на стенке имеют вид

$$\rho \frac{\partial Y_G}{\partial t} + \rho w \frac{\partial Y_G}{\partial z} + \rho v \frac{\partial Y_G}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial z} \langle -\rho Y_G' w' \rangle + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \langle -\rho r Y_G' v' \rangle$$

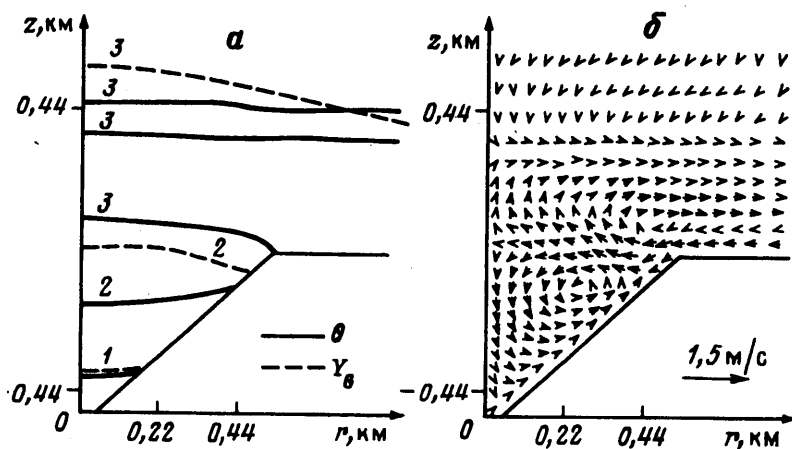
$$\langle -\rho Y_G' u_i' \rangle = \frac{\mu_T}{\sigma_S} \frac{\partial Y_G}{\partial x_i}, \quad -\frac{\mu_T}{\sigma_S} \frac{\partial Y_G}{\partial n} = 1.$$

Остальные граничные условия для Y_G преобразуются тривиально. В начальный момент времени $Y_G = 0$.

Решение задачи искалось численно методом контрольного объема [14]. Сходимость итерационного алгоритма обеспечивалась требованием точного выполнения интегрального баланса массы по всей расчетной области на каждой итерации [12]. Разностная сетка внутри области карьера бралась равномерной, а вне ее при $z > 0$ и $r > 0,5D$ растягивалась таким образом, чтобы выполнялось условие $(\Delta x_{i+1} - \Delta x_i) \sim O(\Delta x_i^2)$. Количество ячеек по оси r равнялось 40, по оси $z - 50$. Решение на очередном шаге по времени считалось сошедшимся, если для поля p^* , как наиболее медленно сходящегося, выполнялось условие $|p_{m+1}^* - p_m^*| < 0,001 |p_m^*|$ в каждой разностной ячейке расчетной области (m - номер итерации).

2. Исследование механизмов загрязнения атмосферы карьеров состояло из двух серий расчетов, в которых геометрические параметры карьера были следующими: $D = 1100$ м, $d = 60$ м, $h = 520$ м (карьер I); $D = 1700$ м, $d = 500$ м, $h = 600$ м (карьер II), т.е. почти при неизменном соотношении D/h отношение D/d уменьшилось более чем в 5 раз. Потоки тепла и массы примеси полагались соответственно равными: $q = 55$ Вт/м², $R_1 = 0$, $R_2 = -4,0 \cdot 10^{-6}$, $R_3 = 8,90 \cdot 10^{-7}$, $R_4 = 4,4 \cdot 10^{-6}$ кг/м²с. Значения потоков получены через типичные характеристики двигателей карьерных самосвалов, их общего количества и суммарной площади дна-бортов карьера [6]. Числа Грасгофа при этом соответственно равны $Gr_q = 2,5 \cdot 10^{22}$, $Gr_R = 7,3 \cdot 10^{20}$ - для карьера I и $Gr_q = 4,4 \cdot 10^{22}$, $Gr_R = 1,3 \cdot 10^{21}$ - для карьера II (Gr_R рассчитан по R_4). Основным вариационным параметром был градиент температуры по высоте в невозмущенной атмосфере γ_e .

Стационарная картина течения в атмосфере карьера I при нейтральной стратификации температуры ($\gamma_e = -10$ К/км) представлена на фиг. 2. Структура потока (фиг. 2, б) достаточно своеобразная: вдоль теплого борта карьера газ опускается и



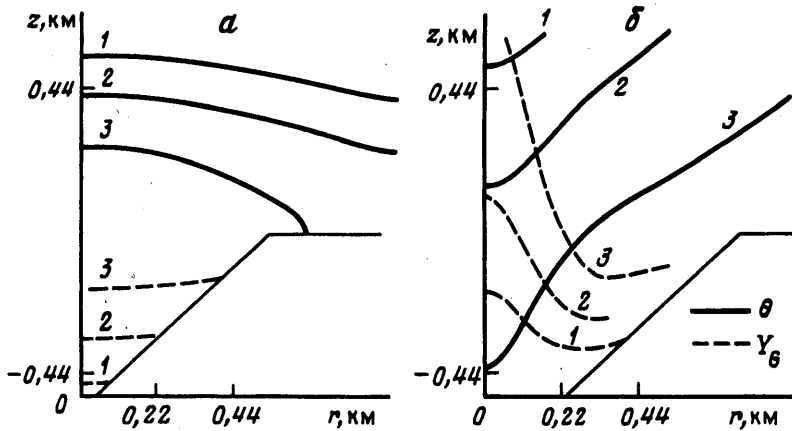
Фиг. 3. Стационарная картина течения в карьере I при устойчивой стратификации ($\gamma_e = -5$ К/км): а – изолинии $\theta = 3,8; 2,7; 1,6$ К (сплошные кривые 1–3); изолинии $Y_G = 77,3; 43,0; 8,6$ м²/кг (штриховые кривые 1–3); б – структура потока

затем поднимается вдоль оси симметрии. В пространстве между бортом и осью течение практически горизонтально. Здесь можно было ожидать несколько иную ситуацию, при которой газ под действием сил плавучести поднимался бы вдоль теплого борта. Расчеты показали, что именно такая структура потока имела место в начальные моменты времени. Однако впоследствии по мере выноса тепла выше уровня горизонта в надкарьерном пространстве сформировалась прогретая область, выполняющая роль генератора вертикальной конвективной колонки. Присутствующий на фиг. 2 масштабный вектор скорости позволяет оценить интенсивность потока. В частности, на выходе из карьера скорость течения на оси достигает 1,2 м/с и продолжает увеличиваться с высотой. Массовый расход газа из карьера на уровне $z = 0$ составляет

$$Q = 2\pi \int_0^{r_*} \rho w r dr \approx 8,0 \cdot 10^4 \text{ кг/с}$$

Здесь r_* – расстояние от оси, где вертикальная компонента скорости w меняет знак. Учитывая, что объем карьера I составляет порядка $175,0 \cdot 10^6$ м³, обновление его атмосферы происходит в среднем за 40 мин. Еще одной особенностью картины течения являются почти горизонтальные изолинии θ и Y_G , что объясняется горизонтальным перетоком газа от борта к оси симметрии. Следовательно, поля тепла и примесей внутри карьера носят как бы слоистый характер. Подобные результаты при этих же условиях были получены для карьера II.

Принципиально иная ситуация возникает при устойчивой стратификации температуры ($\gamma_e = -5$ К/км). Стационарная структура потока для карьера I представлена на фиг. 3. Сравнение масштабных векторов скорости на фиг. 2 и 3 говорит о том, что интенсивность движения газа понизилась приблизительно в 6 раз. Изменился и характер течения: внутри карьера образовался глобальный тороидальный вихрь (фиг. 3, б). В то же время в надкарьерном пространстве выделить какую-либо характерную особенность векторного поля течения не удается. Объясняется это тем, что из-за устойчивой стратификации фоновой температуры T_e всплывающий из карьера теплый воздух очень быстро теряет запас тепла и атмосфера над уровнем горизонта не имеет четко выраженной области прогрева (фиг. 3, а), как это было при нейтральной стратификации. Поэтому в надкарьерном пространстве отсутствует механизм формирования характерной структуры течения газа. Основная особенность рассматриваемого



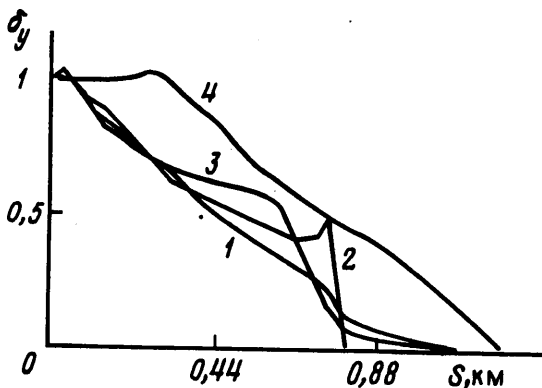
Фиг. 4. Стационарная картина течения при неустойчивой стратификации ($\gamma_e = -15$ К/км):
 а – карьер I, изолинии $\theta = 2,2; 2,7; 3,3$ К (сплошные кривые 1–3); $Y_G = 4,3; 3,2; 2,1$ м²/кг
 (штриховые кривые 1–3); б – карьер II, $\theta = 1,1; -0,5; -2,2$ К (сплошные кривые 1–3); $Y_G =$
 $= 19,5; 13,0; 6,5$ м²/кг (штриховые кривые 1–3)

случая заключается в отсутствии прямого выхода воздушных масс из области карьера. Глобальный вихрь создает практически обособленную область течения, что способствует усиленному накоплению примеси во внутрикарьерном пространстве. Усиление устойчивости стратификации температуры ($\gamma_e = 0, +5$ К/км), а также изменение геометрических параметров (карьер II вместо карьера I) не привели к возникновению принципиально новой картины течения.

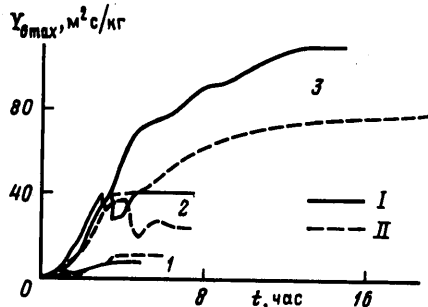
В случае неустойчивой стратификации температуры по высоте ($\gamma_e = -15$ К/км) геометрические параметры карьера решающим образом влияют на структуру полей (фиг. 4). Поле θ для карьера I отрицательно во всей области решения и практически постоянно внутри карьера ($\theta \approx -3,5$ К). В то время как для карьера II имеет место повышение прогрева газа с высотой. Поле Y_G в карьере I имеет четко выраженный слоистый характер, а в карьере II – колоколообразную форму. И тот и другой случаи характеризуются наиболее низкими по сравнению с предыдущими вариантами значениями Y_G , не превышающими 20 м²/кг.

Развертки величины $\delta_y = Y_G / Y_{G\max}$ установившихся решений вдоль дна-борта карьеров представлены на фиг. 5. Здесь $Y_{G\max}$ – максимальное значение Y_G безотносительно к местонахождению. Независимо от типа стратификации T_e и геометрических характеристик карьеров максимальное значение δ_y достигается на стыке дна с бортом (точка В на фиг. 1). При этом во всех вариантах в начальные моменты развития течений, когда поток вдоль теплого борта поднимался вверх, максимум δ_y имел место на стыке борт–уровень горизонта (точка С на фиг. 1). В дальнейшем вследствие перестройки структуры течения, максимум δ_y перемещался вдоль борта от точки С к точке В. Динамика $Y_{G\max}$ во времени представлена на фиг. 6. Как и следовало ожидать, наибольшие значения $Y_{G\max}$ достигаются при устойчивой стратификации температуры невозмущенной атмосферы. Другой характерной особенностью поведения $Y_{G\max}$ является замедление темпов роста в какой-то период времени или даже уменьшение его величины. Любопытно, что именно в этот период времени происходит перемещение положения $Y_{G\max}$ от верхней кромки борта карьера к нижней. Нетрудно также заметить, что при прочих равных условиях решение по $Y_{G\max}$ тем быстрее устанавливается, чем меньше значение γ_e .

Для выяснения влияния величины потока тепла q на решение задачи был просчитан вариант при $q = 0,55$ Вт/м² для карьера I ($Gr_q = 2,5 \cdot 10^{20}$), $\gamma_e = -5$ К/км, т.е. значение



Фиг. 5



Фиг. 6

Фиг. 5. Величина $\delta_y = Y_G / Y_{G\max}$ вдоль дна-борта карьеров; 1-3 – карьер I, $\gamma_c = -15; -10; -5$ К/км, 4 – карьер II, $\gamma_c = -15$ К/км

Фиг. 6. Зависимость $Y_{G\max}(t)$ для карьеров I и II, $\gamma_c = -15; -10; -5$ К/км (кривые 1-3)

потока тепла было уменьшено на два порядка. В результате значение $Y_{G\max}$ возросло с ~ 100 до ~ 1000 $\text{m}^2\text{s/kg}$. Интересно, что отношение $Y_{G\max} / Y_{G\max}^{\circ}$ при этом имеет тот же порядок, что и величина $\sqrt{q/q^{\circ}}$. Структура векторного поля течения, а также полей θ и Y_G осталась при этом неизменной.

На основании проведенного исследования можно сделать общий вывод, что основной причиной накопления примесей в атмосфере глубокого карьера в безветренных условиях при устойчивой стратификации атмосферы является практическое обособление течения газа внутри карьера от движения воздушных масс в надкарьерном пространстве.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванова Л.И., Бакланов А.А. Прогноз условий естественной аэрации карьеров методом математического моделирования // Вентиляция шахт и рудников. 1982. № 9. С. 19-22.
2. Поташник Э.Л. Учет термических эффектов в двумерных математических моделях процессов естественной вентиляции карьеров // Вентиляция шахт и рудников. 1980. № 7. С. 56-63.
3. Алоян А.Е., Бакланов А.А., Пененко В.В. Применение метода фиктивных областей в задачах численного моделирования вентиляции карьеров // Метеорология и гидрология. 1982. № 7. С. 42-49.
4. Алоян А.Е., Бакланов А.А., Битколов Н.З. и др. Нормализация атмосферы глубоких карьеров / Отв. ред. Н.З. Битколов, В.В. Пененко. Л.: Наука, 1986. 296 с.
5. Бакланов А.А. Численное моделирование в рудничной аэрологии. Апатиты: Кольск. филиал АН СССР, 1987. 200 с.
6. Бересневич П.В., Михайлов В.А., Филатов С.С. Аэрология карьеров: Справочник. М.: Недра, 1990. 280 с.
7. Никулин Д.А., Потехин Г.С., Стрелец М.Х. Приближенная система уравнений для описания нестационарной концентрационной естественной конвекции в бинарных газовых смесях // Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 5. С. 57-61.
8. Джалурия Й. Естественная конвекция: Тепло- и массообмен. М.: Мир, 1983. 399 с.
9. Роди В. Модели турбулентности окружающей среды // Методы расчета турбулентных течений / Под ред. В. Кольмана. М.: Мир, 1984. С. 227-322.

10. Турбулентные течения реагирующих газов / Под ред. П.А. Либби, Ф.А. Вильямса. М.: Мир, 1983. 325 с.
11. Han T.Y., Meng J.C.S., Innis G.E. An open boundary condition for incompressible stratified flows // J. Comput. Phys. 1983. V. 49. № 2. P. 276–297.
12. Алексеев Н.А., Фомин А.А. Численное исследование динамики слабоперегретых термикров // Моделирование в механике. Новосибирск: ВЦ СР АН СССР, 1987. 1(18). № 5. С. 3–13.
13. Violet P.-L. On the modelling of turbulent heat and mass transfer for the computation of buoyancy affected flows // Numerical Methods in Laminar and Turbulent Flow. Proc. 2nd Int. Conf., Venice, 1981. Swansea, 1981. P. 569–580.
14. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. 150 с.

Кемерово

Поступила в редакцию
10.1.1995