Наука и техника

УДК 621.72:534.222.2:624.19
© Коллектив авторов, 2007

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОСЛЕДСТВИЙ ВЗРЫВНОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ ТОПЛИВОВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ В ПРОТЯЖЕННЫХ ТОННЕЛЯХ

С.И. СУМСКОЙ, А.В. ПЧЕЛЬНИКОВ, канд. физ.-мат. наук (НТЦ «Промышленная безопасность»), И.О. ШАМШИН, канд. физ.-мат. наук (ИХФ РАН), С.Б. ВИКТОРОВ, канд. физ.-мат. наук (МИФИ)

Для моделирования последствий взрывного превращения в протяженных тоннелях требуется разработка специальных подходов [1]. Эта необходимость вызвана прежде всего тем, что важную роль в процессе формирования ударных волн (УВ) за пределами тоннеля играет такой процесс, как истечение из тоннеля продуктов детонации и формирование турбулентной струи. Как отмечалось ранее [1], наличие турбулентности может существенно повлиять на параметры УВ, чтобы адекватно учесть турбулентность, необходимо решать систему уравнений Рейнольдса.

На конкретном примере тоннеля полуцилиндрической формы (радиусом $h_* = 2{,}5$ м и длиной $L = 2x_* = 3400$ м) была рассмотрена аварийная ситуация с распространением по тоннелю детонационной волны. Для этого случая в [1] приведено одномерное аналитическое решение для распределения скорости, давления и температуры в зависимости от времени и расстояния вдоль оси тоннеля. Это решение справедливо до момента выхода детонационной волны из тоннеля, после чего детонация заканчивается и начинается истечение из тоннеля продуктов детонации (ПД); в ходе этого истечения за пределами тоннеля формируется УВ. Чтобы получить информацию о ее параметрах, необходимо выполнить численный расчет с помощью разностных методов.

При таком подходе все пространство — расчетная область — разбивается на участки заданного размера. Расчетная область, использовавшаяся в нашем случае, изображена на рис. 1. На ней задавались начальные и граничные условия. В качестве начальных условий в области *1* ($0 \le x \le x_*$, $0 \le r \le h_*$, где x и r — пространственные переменные, отсчитываемые соответственно от места инициирования вдоль оси тоннеля и по радиусу тоннеля) задавалось распределение параметров по системе уравнений (1) из [1], а область *2* ($x_* \le x \le X$, $0 \le r \le H$) была заполнена покоящимся воздухом, для которого $\gamma_1 = 1{,}4$, $\mu_1 = 28{,}85$ кг/кмоль, $P_0 = 101\,325$ Па, $T_0 = 298$ К. Для наглядности на рис. 2 приведено начальное задание давления на разностной сетке, остальные данные размещаются аналогично.

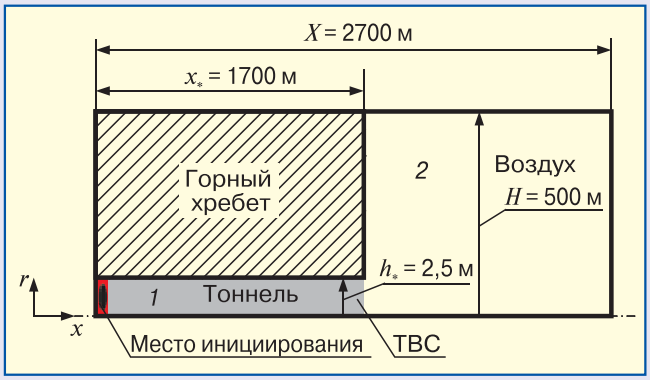

Рис. 1. Пространственная область проведения численного расчета

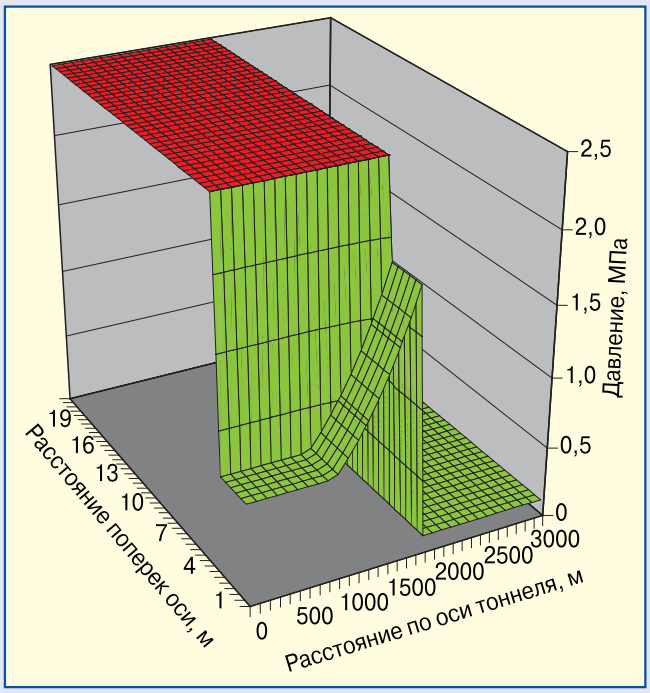

Рис. 2. Начальное задание давления на разностной сетке

Граничные условия задавались в виде равенства нулю нормальной составляющей скорости газа на стенке тоннеля ($0 \le x \le x_*$, $r = h_*$ и $x = x_*$, $h_* \le r \le H$) и на оси симметрии ($r = 0$), которая может рассматриваться в качестве поверхности земли (ус-

ловие непротекания), а также в виде условия фон Неймана (равенства нулю производной скорости, давления и температуры) для внешних границ расчетной области ($r = H$ и $x = X$). Предполагалось, что на жестких стенках не образуются пограничные слои за счет торможения потока, а происходит «проскальзывание» движущейся среды. Такой подход, безусловно, может приводить к тому, что получаемые в расчетах УВ будут более интенсивными по сравнению с реальностью, где происходит торможение среды в слоях, прилегающих к поверхности.

Двумерное нестационарное движение газа, возникающее при выходе детонации из тоннеля и истечении ПД, описывается системой дифференциальных уравнений сохранения массы воздуха и продуктов детонации, а также законами сохранения импульса и энергии смеси газов [2]. Поскольку рассматривается симметричная относительно поверхности земли задача, то решение можно искать в цилиндрической системе координат.

Для описания турбулентного движения газа в этом случае использовалась следующая система осредненных уравнений Рейнольдса с k–ε моделью турбулентности [2].

Закон сохранения массы

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{u}) = 0, \qquad (1)$$

где ρ — плотность; t — время; $\mathbf{u}$ — вектор скорости с компонентами соответственно в направлении x и r.

Закон сохранения различных отдельных компонентов, составляющих газовую смесь ($k = 1$ — воздух; $k = 2$ — продукты детонации):

$$\frac{\partial(\rho Y_k)}{\partial t} + \nabla(\rho Y_k \mathbf{u}) = -\nabla \mathbf{I}_k, \qquad (2)$$

где $\mathbf{I}_k$ — поток массы k-го компонента смеси за счет молекулярной диффузии и турбулентного переноса; Y_k — массовая концентрация k-го компонента газовой фазы.

Закон сохранения импульса

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{u}\mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \tau, \qquad (3)$$

где p — давление; τ — сумма действующих в потоке вязких (τ_l) и турбулентных напряжений Рейнольдса (τ_t).

Закон сохранения энергии:

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \nabla(\rho E \mathbf{u}) = -\nabla \mathbf{I}_q - \nabla(p\mathbf{u}) + \nabla(\tau \mathbf{u}), \qquad (4)$$

где E — полная удельная энергия; $\mathbf{I}_q$ — полный поток энергии, как за счет молекулярного, так и турбулентного теплопереноса.

Необходимо также задать способ определения $\mathbf{I}_k$, τ и $\mathbf{I}_q$, уравнение состояния — уравнение расчета давления на основе известных значений внутренней энергии и плотности, а также начальные и граничные условия. Используемые для конкретной рассматриваемой задачи начальные и граничные данные описаны выше.

Для расчета $\mathbf{I}_k$, τ и $\mathbf{I}_q$ используется k–ε модель.

Турбулентные характеристики в k–ε модели определяются двумя переменными: кинетической энергией турбулентности k ($k = \sum_{m=1}^{3} (u'_m)^2 / 2$, где u'_m — среднеквадратичная пульсационная составляющая скорости) и скоростью диссипации кинетической энергии турбулентности ε.

Уравнения, из которых находятся k и ε, выглядят следующим образом.

Закон сохранения кинетической энергии турбулентности:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla(\rho k \mathbf{u}) = \nabla\left[\rho\left(\nu_l + \frac{\nu_t}{\sigma_k}\right)\nabla k\right] + P - \rho\varepsilon, \qquad (5)$$

где P — скорость генерации турбулентности,

$$P = \rho(\nu_l + \nu_t)\left[(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}_T)_{ij} \nabla_l \mathbf{u}_j - \frac{2}{3}(\nabla \mathbf{u})^2\right] - \frac{2}{3} k \rho (\nabla \mathbf{u}).$$

Закон сохранения скорости диссипации кинетической энергии турбулентности:

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \nabla(\rho\varepsilon \mathbf{u}) = \nabla\left[\rho\left(\nu_l + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\nabla\varepsilon\right] + \frac{\varepsilon}{k}(C_{1\varepsilon} P - C_{2\varepsilon}\rho\varepsilon). \qquad (6)$$

Здесь ν_t и ν_l — соответственно турбулентная и ламинарная вязкость; σ_k, σ_ε, $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$ — константы ($\sigma_k = 1$; $\sigma_\varepsilon = 1{,}3$; $C_{1\varepsilon} = 1{,}45$; $C_{2\varepsilon} = 1{,}92$).

Турбулентная вязкость, согласно k–ε модели, рассчитывается по уравнению

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}. \qquad (7)$$

Согласно стандартному подходу $C_\mu = 0{,}09$ [2] этот коэффициент справедлив для условий равновесного потока, когда скорости диссипации и генерации турбулентности равны. Однако, как показала практика расчетов, в условиях высокоскоростных потоков при наличии УВ такой коэффициент нуждается в корректировке. Здесь используется следующее выражение:

$$C_\mu = \frac{0{,}7}{1 + 6{,}8 P/\varepsilon}. \qquad (8)$$

В этой записи учтено взаимное влияние на коэффициент C_μ скоростей генерации P и диссипации ε, что значительно улучшает качество прогноза.

Коэффициенты 0,7 и 6,8 в формуле (8) выбраны таким образом, чтобы, с одной стороны, совпадать со стандартной k–ε моделью в условиях $P/\varepsilon = 1$, когда $C_\mu = 0{,}09$, а с другой — соответствовать экспериментальным данным [3], согласно которым в дальних следах струй, где генерация турбулентности невелика, $P/\varepsilon \approx 0$, $C_\mu = 0{,}7$.

Зная коэффициент турбулентной вязкости и коэффициенты ламинарного переноса (ламинарной вязкости ν_l, диффузии D и теплопроводности λ), величины $\mathbf{I}_k$, τ и $\mathbf{I}_q$ могут быть легко рассчитаны:

$$\mathbf{I}_k = \mathbf{I}_{kl} + \mathbf{I}_{kt} = -\rho\left(D + \frac{\nu_t}{\mathrm{Sc}}\right)\nabla Y_k, \qquad (9)$$

где $\mathbf{I}_{kl}$ и $\mathbf{I}_{kt}$ — это ламинарный и турбулентный потоки k-го компонента; Sc — турбулентное число Шмидта, Sc = 1.

$$\tau = \tau_l + \tau_t = \rho\left(\nu_l + \nu_t\right)\left[\nabla\mathbf{u} + \nabla\mathbf{u}_\tau - \frac{2}{3}(\nabla\mathbf{u})\mathbf{I}\right] - \frac{2}{3}k\rho\mathbf{I}, \qquad (10)$$

где $\mathbf{I}$ — единичный тензор второго порядка; τ_l и τ_t — тензоры вязких и турбулентных напряжений;

$$\mathbf{I}_q = \mathbf{I}_{ql} + \mathbf{I}_{qt} = \mathbf{J}_{ql} + \mathbf{J}_{qt} + \sum_k \left(c_{pk}T + h_{0k}\right)\left(\mathbf{I}_{kl} + \mathbf{I}_{kt}\right), \qquad (11)$$

где T — температура; c_{pk} — теплоемкость k-го компонента смеси; h_{0k} — энтальпия образования k-го компонента смеси; $\mathbf{I}_{ql}$ и $\mathbf{I}_{qt}$ — ламинарный и турбулентный компоненты потока энергии; $\mathbf{J}_{ql}$ и $\mathbf{J}_{qt}$ — потоки энергии за счет ламинарной и турбулентной теплопроводности:

$$\mathbf{J}_q = \mathbf{J}_{ql} + \mathbf{J}_{qt} + \sum_k c_{pk}\rho\left(\lambda + \frac{\nu_t}{\mathrm{Pr}}\right)\nabla T, \qquad (12)$$

где Pr — турбулентное число Прандтля, равное 1.

Еще раз отметим, что в данной статье, в отличие от большинства работ по моделированию параметров УВ, используется не система уравнений Эйлера, а система уравнений Рейнольдса. Это обусловлено необходимостью учета при решении рассматриваемой задачи турбулентности, которая успевает развиться за время существования опасных факторов и которая будет приводить к сильному перемешиванию горячих продуктов с воздухом на границе бьющей из тоннеля струи. Такое подмешивание воздуха в струю способствует более быстрому снижению в ней скорости и, как следствие, к более быстрому спаду давления в УВ, сформировавшейся в начальный момент выброса и поддерживаемой истекающими из тоннеля продуктами взрыва. Таким образом, учет турбулентности нужен для получения более точных количественных оценок, а игнорирование ее в расчетах может существенно завысить давление на фронте УВ.

Следует отметить еще одну особенность решаемой системы уравнений (1)–(12). В записанном виде система (1)–(12) описывает как молекулярные процессы переноса (вязкость, диффузию и теплопроводность), так и турбулентные. Однако в рассматриваемой задаче роль турбулентности — превалирующая: коэффициенты турбулентного обмена на несколько порядков больше коэффициентов молекулярного обмена. В связи с этим при решении рассматриваемой задачи коэффициенты молекулярного обмена полагались равными нулю. Кроме того, система (1)–(12) не учитывает возможности реагирования истекающих из тоннеля продуктов с воздухом, допущение справедливо, поскольку, как сказано в [1], в продуктах практически отсутствует топливная составляющая, способная прореагировать с воздухом.

Наконец, относительно использованной системы уравнений, нужно сделать еще одно замечание. Уравнения (1)–(12) записаны без учета силы тяжести. Такое допущение приведет, прежде всего, к тому, что струя горячих ПД, истекающая из тоннеля, не будет подниматься вверх в атмосфере под действием сил плавучести. Величина этого подъема за характерное время истечения (1–2 с) составит несколько метров, что незначительно повлияет на общую картину течения, которая подробно обсуждается ниже. Введение же в уравнения силы тяжести приведет к необходимости решения трехмерной системы уравнений, что для данной задачи, на наш взгляд, неоправданно сложно, поскольку значительное увеличение трудоемкости и затрат ресурсов не даст существенно ценной информации.

Для замыкания системы дифференциальных уравнений в качестве уравнения состояния смеси газов принято уравнение состояния идеального газа с постоянной теплоемкостью.

Представленная система уравнений, описывающая движение газа, совместно с начальными и граничными условиями численно интегрировалась методом С.К. Годунова [4] с применением принципа минимальных значений производной В.П. Колгана [5]. В расчетах использовалась равномерная разностная сетка 1000×500 ячеек с размером элементарной ячейки $\Delta r \times \Delta x = 0{,}5 \times 1$ м.

Результаты расчетов пространственно-временных зависимостей различных величин показаны на рис. 3–5, на которых приведены поля давления, температуры и концентрации продуктов спустя 0,25; 0,5; 1 и 2 с от момента выхода детонационной волны из тоннеля. На рис. 6 представлено поле скорости для отрезка времени 0,25 с после выхода волны из тоннеля. На нем просматриваются две

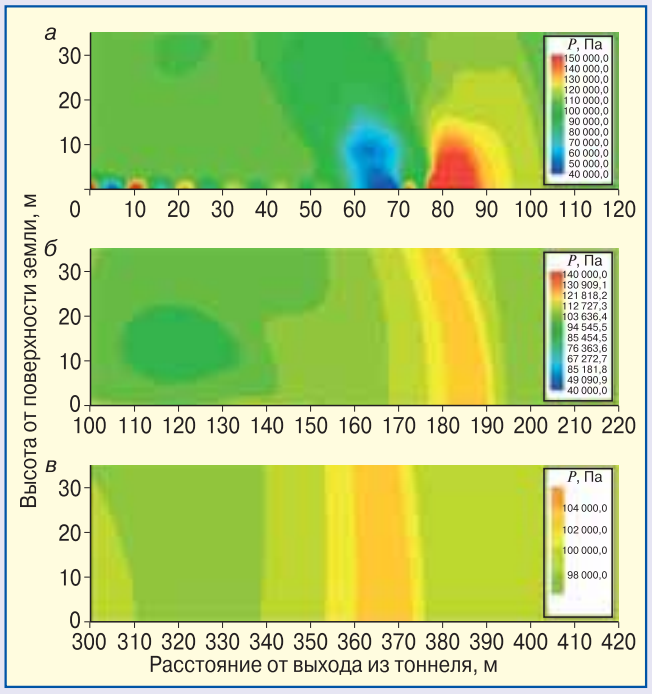

Рис. 3. Поля давления для отрезков времени 0,25 с (*а*), 0,5 с (*б*), 1 с (*в*) от момента выхода детонационной волны из тоннеля

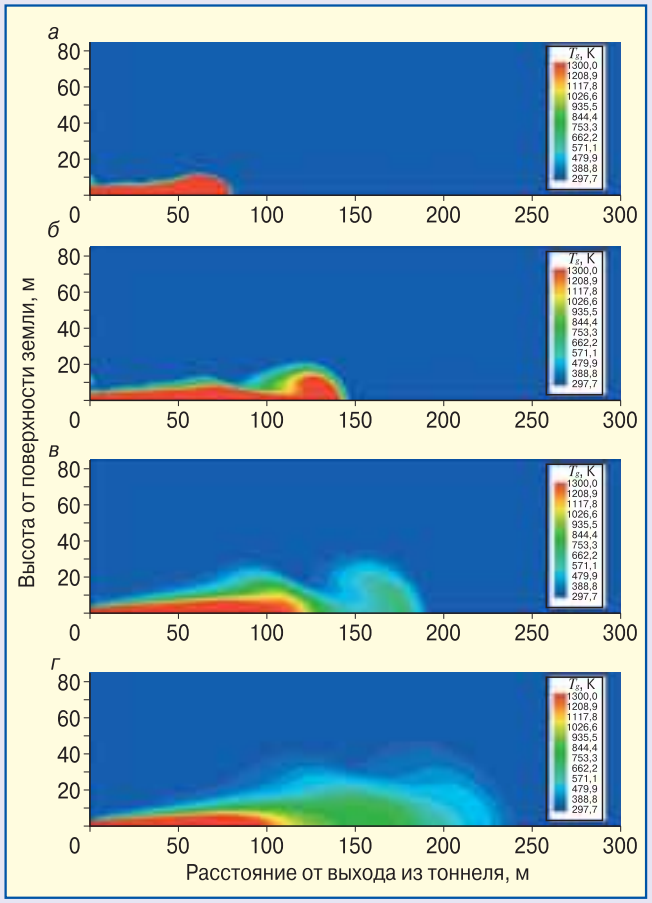

Рис. 4. Поля температуры для отрезков времени 0,25 с (*а*), 0,5 с (*б*), 1 с (*в*), 2 с (*г*) от момента выхода детонационной волны из тоннеля

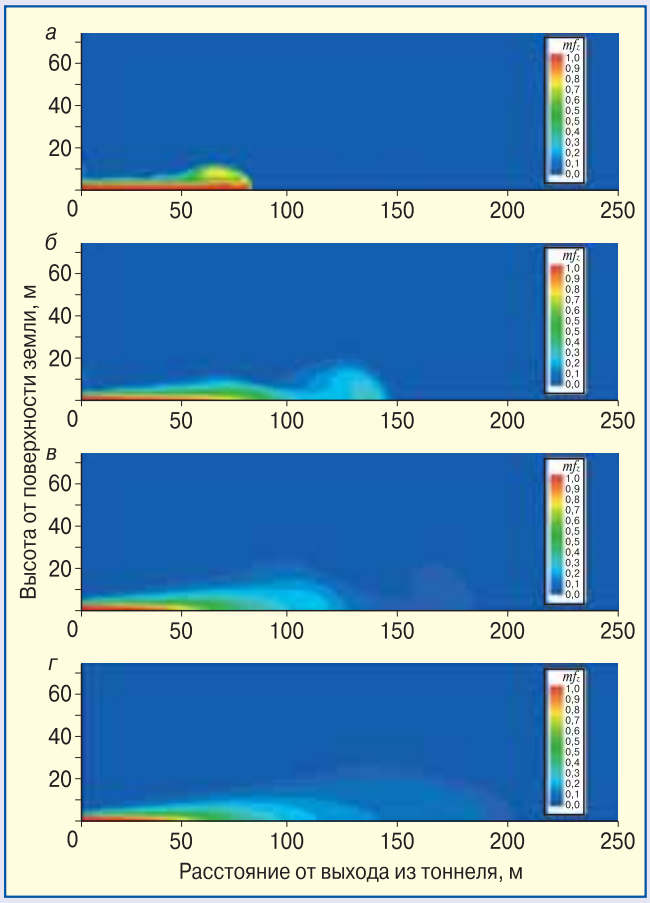

Рис. 5. Поля массовой концентрации продуктов детонации для отрезков времени 0,25 с (*а*), 0,5 с (*б*), 1 с (*в*), 2 с (*г*) от момента выхода детонационной волны из тоннеля

области в течении: вихрь, образующийся в первые мгновения после начала выброса и распространяющийся впереди, сразу за ударной волной (наличие такого вихря типично для стартующих струй) и собственно струйное течение продуктов детонации, истекающих из тоннеля. Через 0,25 с после выхода из тоннеля вихрь находится на расстоянии 60–70 м от него и имеет высоту 15–20 м. Также о наличии вихря свидетельствует характерная грибовидная форма в пространственных распределениях температуры и концентрации продуктов детонации (см. рис. 4, *б*, *в* и 5, *а*–*в*). Со временем этот вихрь «отрывается» от струйного течения и уходит вперед. Отрыв первичного вихря в данном примере виден на рис. 4, *в* и 5, *в* для отрезка времени, равного 1 с. После отхода вихря на месте выброса формируется струйное течение.

Поскольку выброс из тоннеля идет со звуковой скоростью, то продукты детонации, расширяясь разгоняются до сверхзвуковой скорости. В этих условиях неизбежно формирование в потоке так называемых дисков Маха — скачков давления (ударных волн), в которых тормозится разогнавшаяся до

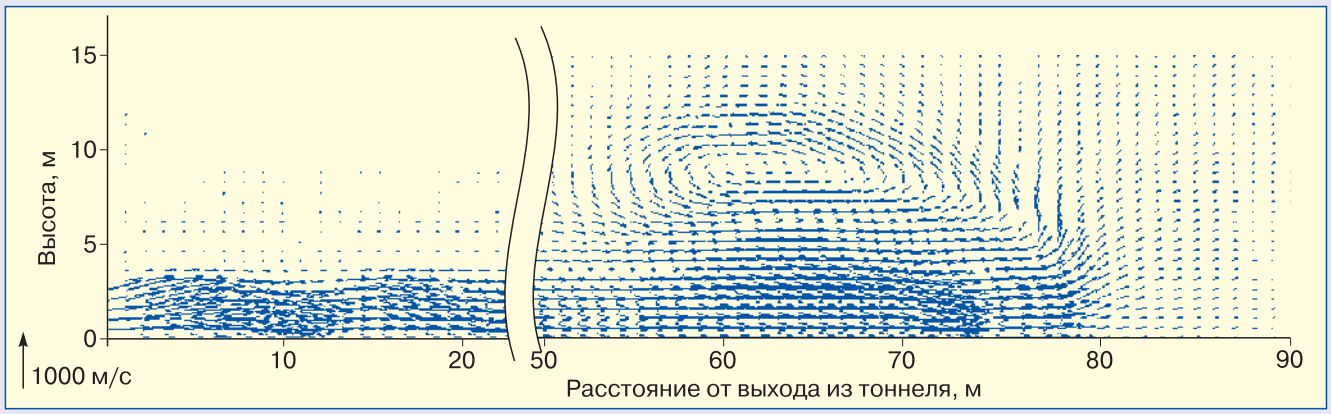

Рис. 6. Поле скорости через 0,25 с от момента выхода детонационной волны из тоннеля

сверхзвуковых скоростей среда. На распределении давления (см. рис. 3, *а*) видны пять дисков Маха со скачкообразным ростом давления. Периодичность появления дисков Маха в потоке — 10–11 м. Каждый последующий скачок слабее предыдущего. В расчете диски Маха наблюдались на расстояниях до 100 м от выхода из тоннеля. Картину маховского отражения можно видеть и на распределении скоростей (см. рис. 6).

Из приведенных рисунков также видно, как постепенно со временем развивается турбулентность. Наиболее явно это можно наблюдать на профилях распределения температуры и концентрации продуктов детонации. В первые десятые доли секунды турбулентность развиться не успевает, и граница области «продукты детонации — воздух» остается практически не размытой (см. рис. 4, *а* и 5, *а*): например, в поле температуры (см. рис. 4, *а*) переход от красного цвета к синему происходит практически скачкообразно. Однако уже через 1 с после выхода волны из тоннеля граница «продукты детонации — воздух» размывается из-за образования турбулентного слоя (см. рис. 4, *в*, *г* и 5, *в*, *г*), течение приобретает присущий для турбулентных струй характер, с плавным изменением параметров от оси струи к ее периферии (на рис. 4 и 5 этому направлению соответствует направление вверх).

В ходе моделирования основная задача заключалась в определении параметров УВ. Характерные профили давления, в зависимости от времени в точках, расположенных на оси тоннеля на разных расстояниях (100, 200, 300 и 400 м) от выхода из тоннеля, показаны на рис. 7. Параметры ударной волны на этих расстояниях приведены в таблице, из которой видно, что избыточное давление в ударной волне быстро падает с удалением от тоннеля, и на расстоянии более 500 м оно не превышает 3 кПа. Также быстро падает импульс фазы сжатия при том, что продолжительность фазы сжатия по мере продвижения ударной волны изменяется незначительно.

Сравним полученные размеры зон поражения по барическому воздействию с радиусами, которые можно получить при формальном применении какой-либо методики оценки последствий взрыва на открытой площадке. Воспользуемся методикой ТВС (РД 03-409–01). В тоннеле находилось около 2,5 т паров нефти (пропана). Избыточное давление, достигаемое при детонации (дефлаграции) сферического облака, в зависимости от расстояния, приведено на рис. 8. С помощью методики ТВС получены две кривые: одна — для детонации сферического облака, другая — для сгорания сферического облака со скоростью 200 м/с. Учитывая существенную разницу в геометрии областей, содержащих ТВС (зарядов), — сферический заряд радиусом около 20 м и цилиндр протяженностью 3,4 км — расстояния на рисунке отсчитывались от границ начальных облаков. Такой подход позволяет провести сопоставление параметров УВ. Из рис. 8 хорошо видна существенная разница в характере спада давления в УВ при детонации и дефлаграции различных облаков. Вблизи от места выхода детонации из облака (на расстоянии в несколько десятков метров) УВ при выходе из тоннеля спадает медленнее, однако затем этот спад становится быстрее, чем в УВ от сферического заряда.

Еще большее расхождение можно заметить, если сравнить форму зон поражения давлением при детонации облака в тоннеле и на открытом пространстве. Так, при взрыве сферического облака зона с избыточным давлением 14 кПа (соответствует уровню разрушения оконных проемов и легко сбрасываемых конструкций) представляет собой окружность радиусом около 200 м, а при детонации облака в тоннеле — сектор с радиусом также 200 м, но шириной 80 м.

Такие различия в характере спада давления и форме зон поражения позволяют сделать однозначный вывод о неприменимости (РД 03-409–01) к данной конкретной задаче. Согласно расчету, существенным фактором поражения при взрыве в тоннеле

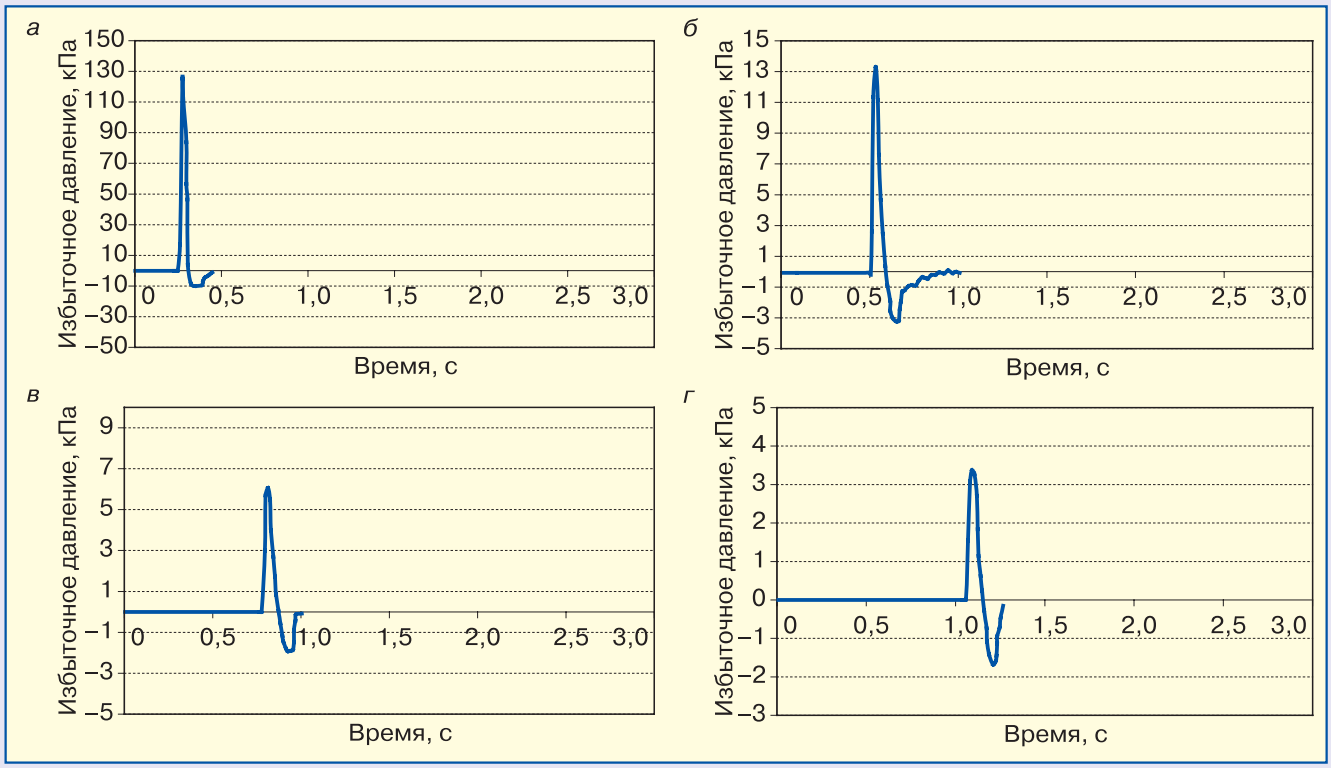

Рис. 7. Зависимость избыточного давления на поверхности земли (на оси тоннеля) от времени на расстоянии от выхода из него:
а — 100 м; *б* — 200 м; *в* — 300 м; *г* — 400 м

Показатели	Параметры ударной волны на разном расстоянии (в м) от выхода из тоннеля					
	100	200	300	400	500	600
Избыточное давление, кПа	127	14	8	4,5	2	1
Продолжительность, мс	89	90	91	–	–	–
Импульс, Па·с	340	65	35	–	–	–

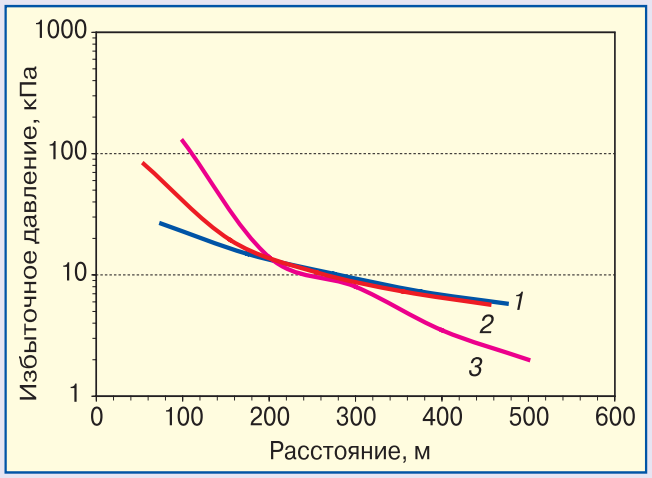

Рис. 8. Избыточное давление при дефлаграции (детонации) сферического облака *1*, *2* и при детонации облака ТВС в тоннеле *3*, в зависимости от расстояния от границы облаков

является не только ударная волна, но и формирующийся струйный выброс горячих продуктов. По оценкам, размер облака составляет 200–250 м в длину и 25–30 м в ширину, т.е. 40–50 диаметров тоннеля в длину и 5–6 диаметров в высоту (угол раскрытия струи около 11°), температура в этой области выше 100 °С. Наиболее горячая область — ядро струи, температура в ней в течение первых секунд с момента истечения продуктов не снижается ниже 1500 °С.

При анализе последствий взрывов может возникнуть необходимость оценки зон поражения не только от УВ, но и от других поражающих факторов, и в первую очередь от распространения горячих продуктов взрыва. В рассмотренном примере со взрывом в тоннеле зона поражения человека УВ оказалась меньше, чем зона распространения горячих продуктов.

Рассмотренный пример также показал, что существуют аварийные ситуации, для оценки которых отсутствуют подходящие методики прогнозирования последствий взрыва. И не всегда его последствия определяются только количеством топлива, участвующего во взрыве. Более того, для таких аварий необходимо прямое численное моделирование, базирующееся на более сложных уравнениях, чем система уравнений Эйлера, используемая обычно при моделировании УВ. Выполненная рабо-

та позволила отметить, что в случае, когда быстро выделившаяся при взрыве энергия передается в окружающую среду длительное время, существенную роль может играть генерируемая в атмосфере турбулентность. Прямое численное моделирование при этом должно проводиться с использованием уравнений Рейнольдса для сжимаемой среды с замыканием корректной моделью турбулентности.

Список литературы

1. *Моделирование* взрывного превращения топливо-воздушных смесей в протяженных тоннелях/ С.И. Сумской, С.Б. Викторов, И.О. Шамшин, А.В. Пчельников // Безопасность труда в промышленности. — 2007. — № 3. — С. 46–50.

2. *Численный* анализ пожарной опасности магистральных газопроводов/ В.Е. Селезнев, В.В. Алешин, Г.С. Клишин, С.В. Фотин. — М.: Едиториал УРСС, 2004. — 328 с.

3. *W. Rodi.* The prediction of free turbulent boundary layers by use of a two-equation model of turbulence, Ph. D. Thesis, University of London, 1972.

4. *Численное* решение многомерных задач газовой динамики/ С.К. Годунов, А.В. Забродин, М.Я. Иванов и др. — М.: Наука, 1976.

5. *Колган В.П.* Применение принципа минимальных значений производной к построению конечно-разностной схемы для расчета разрывных решений газовой динамики // Ученые записки ЦАГИ. — Т. 3. — 1972. — № 6. — С. 68.

УДК 621.876:658.382.3
© В.В. Котельников, 2007

КОНТРОЛЬ ЗА КОНТАКТАМИ БЕЗОПАСНОСТИ КАК МЕРА ПО УЛУЧШЕНИЮ ЭКСПЛУАТАЦИИ ЛИФТА

В.В. КОТЕЛЬНИКОВ, аспирант (МГТУ им. Н.Э. Баумана)

В настоящее время ведутся разработки законодательных, нормативных документов в целях реализации закона о техническом регулировании для обеспечения защиты жизни и здоровья граждан, имущества физических и юридических лиц, государственного и муниципального имущества, охраны окружающей среды, а также для предупреждения действий, вводящих в заблуждение приобретателей.

Проект технического регламента применительно к лифтам и оборудованию устанавливает, что: «Должны предусматриваться средства для остановки или предотвращения движения кабины, если дверь шахты открыта или не заперта, дверь для технического обслуживания оборудования, аварийная дверь, крышка смотрового и аварийного люков, дверь кабины не закрыты...». В то же время в регламенте не сказано о технических особенностях, которые должны быть соблюдены при выполнении этого требования, что позволяет инженерам находить различные решения для обеспечения безопасности пассажиров.

При рассмотрении данного требования в п. 6.4.5 Правил устройства и безопасной эксплуатации лифтов (ПБ 10-558—03) [1] сказано: «Срабатывание контакта безопасности должно происходить за счет его принудительного размыкания. При этом должны разделяться даже спаянные между собой контакты». Это требование было и в правилах 1992 г. «Закрытие дверей шахты и их запирание автоматическим замком должны контролироваться выключателями, при этом контроль запирания должен быть осуществлен независимо от контроля закрывания. Допускается контролировать одним и тем же выключателем запирание одной створки и закрывание другой...» (п. 5.1.32) [2]. «Закрывание створок и запирание аварийной двери шахты замком должны контролироваться выключателями, при этом контроль запирания должен быть осуществлен независимо от контроля закрывания». Впервые в истории лифтостроения эти требования были введены в правила 1992 г. после довольно частого проникновения в шахту лифта посторонних лиц. В основном в нее проникали подростки, желавшие покататься на крыше кабины или противовесе, а иногда и держась за подвесной кабель. Нередко эти действия приводили к смертельным травмам. Лифты, выпущенные до 1992 г., дооборудовались системой «Охрана шахты» до 2003 г. К этому времени почти все лифты были оснащены этой системой.

Сейчас пуск лифта после срабатывания контактов безопасности (контактов «охраны шахты») возможен только из машинного помещения аттестованным персоналом (электромехаником) [3]. По типовой инструкции электромеханик должен проверить шахту лифта до перевода его в режим «нормальной работы» [4]. Эта процедура минимизирует вероятность катания на крыше кабины, противовесе и т.п. Однако аварии и несчастные случаи из-за проникновения в шахту не исчезли. В первую очередь это связанно с низкой дисциплиной обслу-