

УДК: 551.596.1; 534.222.2

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЫМОВОЙ ЗАВЕСЫ В ОХРАНЯЕМОМ ПОМЕЩЕНИИ

### SIMULATION OF A SMOKE SCREEN IN A PROTECTED AREA

*А.М. Пурис<sup>1</sup>, Д.С. Фёдоров<sup>2</sup>, канд. техн. наук С.И. Косяков<sup>2</sup>, Д.М. Чернопрудов<sup>2</sup>*

*A.M. Puris, D.S. Fedorov, PhD S.I. Kosyakov, D.M. Chernoprudov*

*<sup>1</sup>12 Главное управление МО РФ, <sup>2</sup>12 ЦНИИ МО РФ*

Сравниваются результаты физического и математического моделирования развития тепловой гравитационной конвекции дыма внутри охраняемого помещения. Физическое моделирование осуществлялось внутри прямоугольного помещения объёмом 31,7 м<sup>3</sup>. В опытах оценивались массовая концентрация дыма и дальность видимости в нём. Математическое моделирование выполнялось в трёхмерной постановке. Осредненное движение воздуха описывалось уравнениями Рейнольдса в переменных скорость-давление-температура. Турбулентные характеристики воздуха определялись по двухпараметрической  $k - \varepsilon$  модели турбулентности. Движение дыма описывалось уравнениями, предполагающими его инерционное, но пассивное (ввиду малой объёмной концентрации) поведение. Результаты сравнения свидетельствуют о достоверности исходных дифференциальных уравнений движения дыма, граничных и начальных условий, а также их конечно-разностной аппроксимации. Результаты работы будут полезны при разработке способов применения дымовых гранат в охраняемых помещениях.

**Ключевые слова:** дым, конвекция, турбулентность, уравнения Рейнольдса, физическое и математическое моделирование.

The results of physical and mathematical modeling of the development of thermal gravitational convection of smoke inside the protected area are compared. Physical modeling was performed inside a rectangular compartment with a volume of 31,7 m<sup>3</sup>. The experiments evaluated the mass concentration of smoke and the range of visibility in it. Mathematical modeling was performed in a three-dimensional setting. The averaged motion of air was described by Reynolds equations in the variables speed-pressure-temperature. The turbulent characteristics of the air were determined using a two-parameter  $k - \varepsilon$  turbulence model. The movement of smoke was described by equations that assume its inertial, but passive (due to the low volume concentration) behavior. The results of the comparison show the reliability of the original differential equations of smoke motion, boundary and initial conditions, and their finite-difference approximation. The results will be useful in developing ways to use smoke grenades in protected areas.

**Keywords:** smoke, convection, turbulence, Reynolds equations, physical and mathematical modeling.

При проведении спецопераций по охране объектов и предотвращению доступа к ним, освобождению зданий, территорий и заложников от террористов довольно часто применяют пиро-

технические дымовые шашки и гранаты [1]. Их высокая эффективность определяется быстрой постановкой оптически непрозрачных дымовых завес, обеспечивающих ограничение дальности

видимости  $L$  в дыму (аэрозоле) и тем самым затрудняющих противоположные действия нарушителей. В последнее время для затруднения действий нарушителей в охраняемых помещениях предлагается применение дым-машин (генераторов аэрозоля), в которых дымовая завеса формируется посредством испарения дымообразующей жидкости, представляющей собой смесь 30% пропиленгликоля или триэтиленгликоля с 70% дистиллированной воды.

Для оценки эффективности применения дымовых средств необходим прогноз времени, в течение которого обеспечивается заданная дальность видимости  $L$  в дымовой завесе. Такой прогноз следует осуществлять на основе совместного анализа результатов физического и математического моделирования. Математическое моделирование обладает большой гибкостью, что позволяет при малых затратах рассмотреть большее число вариантов применения дымовых средств в охраняемом помещении. Основной проблемой использования математических моделей в практических расчетах является их замыкание. В этой связи физическое моделирование позволяет на основе проведения небольшого числа экспериментов получить необходимые для расчётов материальные функции и константы. Настоящая работа посвящена описанию результатов физического и математического моделирования дымовой завесы, создаваемой дым-машинной внутри охраняемого помещения.

Для физического моделирования использовался отсек в форме прямоугольного параллелепипеда размерами  $3,9 \times 2,5 \times 3,25$  м, изготовленный из деревянного каркаса, обтянутого армированной полиэтиленовой плёнкой толщиной 0,2 мм. Геометрия отсека представлена на схеме рис. 1. На двери размерами  $0,9 \times 2$  м размещался объект обнаружения — чёрная квадратная

марка на белом фоне. В первом опыте дым-машина располагалась на полу у стены, противоположной двери. Во втором и третьем опытах она размещалась у той же стены, но на высоте  $\approx 2$  м от пола (рис. 1).

Сама дым-машина (генератор аэрозолей) представляла собой объединённые в едином корпусе (рис. 1) спиральный испаритель и сопло, насос для прокачивания жидкости через испаритель и сопло, а также бак для хранения дымообразующей жидкости. Испаритель был выполнен из алюминия и имел массу  $\approx 10$  кг. В начальный момент (перед началом функционирования) он нагревался до температуры  $320^\circ\text{C}$ . Время работы дым-машины составляло 90 с. В процессе работы испаритель остывал со скоростью  $0,67 \div 1^\circ\text{C}/\text{с}$ , при массовом расходе дымообразующей жидкости  $\approx 5,19$  г/с. Фактически за время работы дым-машины через испаритель прокачивалось 494 г жидкости, а его температура понижалась на  $60 \div 90^\circ\text{C}$ .

Для оценки массовой концентрации  $\Phi$  дыма и дальности видимости в нём  $L$  внутри отсека напротив друг друга (см. рис. 1) на расстоянии  $d = 0,5$  м располагались источник света и люксметр LX-1108. В качестве источника света использовалась лампа накаливания мощностью 95 Вт, стеклянная колба которой в верхней части нагревалась до температур  $290 \div 300^\circ\text{C}$ , а в нижней — до  $87 \div 90^\circ\text{C}$ . Места размещения лампы накаливания и люксметра имели соответственно координаты  $1,3; 0,9; 1,3$  и  $1,8; 0,9; 1,3$  м. На рис. 2 показаны опытные данные по изменению во времени освещённости  $E$  и оптической плотности  $D = \lg(E_0 / E) / d$  дыма внутри отсека (здесь и далее номера опытных данных соответствуют номерам опытов). В целях дополнительного контроля дальность видимости  $L$  в дыму во втором и третьем опытах определялась органолепти-

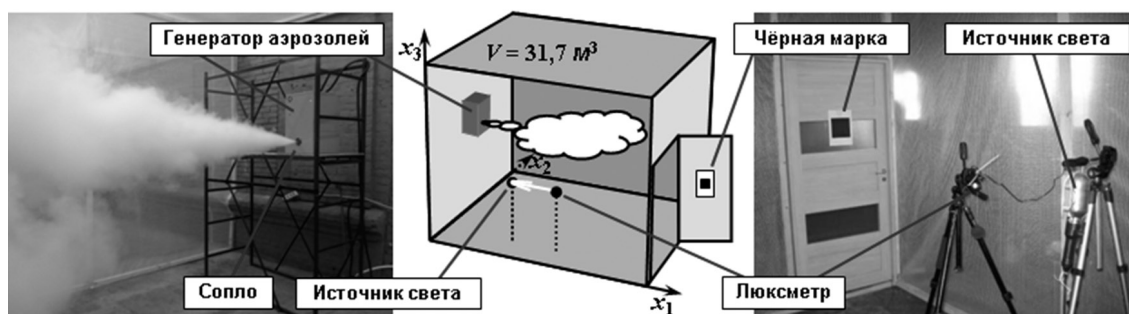


Рис. 1. Схема физического моделирования дымовой завесы

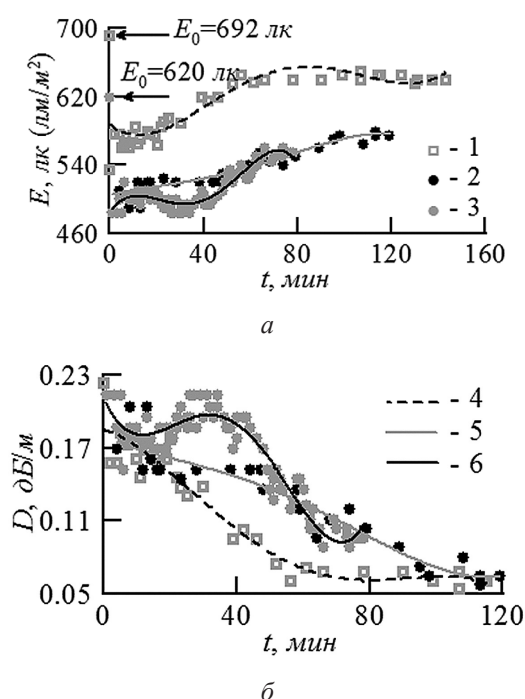


Рис. 2. Освещённость (а) и оптическая плотность (б) дыма: 1, 2, 3 — опытные данные; 4, 5, 6 — осреднённые опытные зависимости

чески по методу «исчезновения объекта» [2, 3]. Другими словами, величина  $L$  определялась как расстояние от объекта обнаружения — чёрной квадратной марки на белом фоне, до места на котором она в дыму отсека переставала быть видна.

В соответствии с методикой, описанной в [2], массовая концентрация  $\Phi$  дыма и дальность видимости  $L$  в нём оценивались инструментально-расчётным методом, когда по результатам регистрации освещённости  $E$  люксметра и вычисления оптической плотности  $D$  дымовой завесы величины  $\Phi$  и  $L$  определялись по формулам

$$\Phi(t) = \begin{cases} 16,11 \cdot D(t)^{0,91} & \text{при } D \leq 0,83; \\ 22 \cdot D(t)^{2,5} & \text{при } D > 0,83 \end{cases} \quad \text{г/м}^3 \quad (1)$$

и

$$L = 0,17 / D, \quad \text{м.} \quad (2)$$

Формула (2) оценивает дальность видимости  $L$  в дымовой завесе для случая, когда предмет обнаружения освещается со стороны наблюдателя. Рис. 3 демонстрирует результаты вычислений значений величин  $\Phi$  и  $L$  по экспериментальным данным  $D$ , рис. 3.

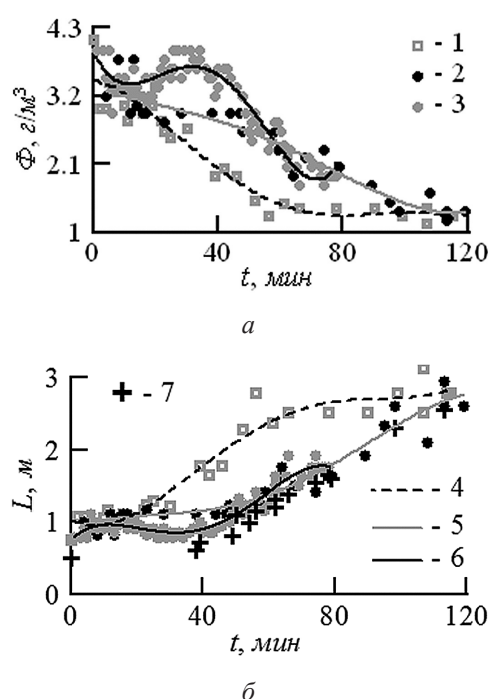


Рис. 3. Концентрация дыма (а) и дальность видимости в нём (б): 1, 2, 3 — опытные данные; 4, 5, 6 — осреднённые опытные зависимости; 7 — дальность видимости, оценённая органолептически

Здесь же символами 7 представлены значения величины  $L$ , определённые по методу «исчезновения объекта» [2, 3]. Отличие опытных данных 7 от осреднённых значений 5 и 6 экспериментально-расчётных данных 2 и 3 на рис. 3, б не превышает 10%. Тогда, ввиду линейности формулы (2) относительная погрешность экспериментально-расчётной оценки массовой концентрации  $\Phi$  дыма на рис. 3 также не превышает 10%. Всё это свидетельствует об удовлетворительной достоверности методики [2].

Математическое моделирование дымовой завесы, создаваемой дым-машиной внутри отсека, осуществлялось по модели внутренней турбулентной гравитационной конвекции аэрозоля, [4]. Это сравнительно простая эйлерова модель, в которой воздух считается несжимаемой средой вследствие относительно малых скоростей конвекции. Осредненное трехмерное конвекционное движение воздуха в ней описывается уравнениями Рейнольдса в переменных —  $U_i$  скорость,  $P$  давление,  $T$  температура. Турбулентные характеристики воздуха определяются по двухпараметрической  $k - \epsilon$  модели турбулентности. Результаты сравнения [4] сви-

детельствуют о достоверности исходных дифференциальных уравнений турбулентного движения воздуха, начальных и граничных условий, а также их конечно-разностной аппроксимации. Показана необходимость при описании движения дыма использования уравнений, предполагающих его инерционное, но пассивное (при небольшой объёмной концентрации) поведение.

Исходя из этого, в настоящей работе для расчета динамики частиц дыма использовались уравнения, определяющие движение дисперсной фазы с небольшой объёмной концентрацией в турбулентном потоке, полученные из уравнения для функции плотности вероятности скорости частиц [5]. Уравнения имеют вид [6]:

$$\frac{\partial V_i}{\partial t} + V_k \frac{\partial V_i}{\partial x_k} = -\frac{\partial \langle v'_i v'_k \rangle}{\partial x_k} + \frac{U_i - V_i}{\tau_u} + g_i; \quad (3)$$

$$\frac{\partial \hat{O}}{\partial t} + V_k \frac{\partial \hat{O}}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( D_{ik}^P \frac{\partial \hat{O}}{\partial x_k} \right); \quad (4)$$

$$D_{ik}^P = \tau_u g_u \langle u'_i u'_k \rangle = \tau_u g_u D_{ik} / T_u; \quad i, k = 1, 2, 3,$$

где  $t$  — время;

$U_i$  и  $V_i$  — осредненные скорости воздуха и частиц дыма;

$\langle u'_i u'_k \rangle$  — турбулентные напряжения в воздухе;

$\langle v'_i v'_k \rangle = \langle \Phi \cdot v'_i v'_k \rangle / \Phi$  — турбулентные напряжения в дисперсной фазе;

$\Phi, \Phi$  — актуальная и осредненная массовые концентрации частиц дыма;

$g_i = (0, 0, -9, 8)$  — ускорение свободного падения;

$\tau_u$  — время динамической релаксации частиц дыма [5].

Второе слагаемое в правой части уравнения (3) определяет динамическое взаимодействие между дымом и воздухом. Третье слагаемое характеризует динамику частиц дыма в гравитационном поле. Для коэффициента турбулентной диффузии безинерционной примеси  $D_{ik}$ , через который выражается коэффициент диффузии частиц  $D_{ik}^P$  в уравнении (4), принимается изотропное представление  $D_{ik} = D_t \cdot \delta_{ik} = \delta_{ik} \cdot v_t / Sc_t$ .

Коэффициенты вовлечения частиц дыма в макропульсационное движение несущего потока

воздуха  $f_u, g_u$ , а также временной макромасштаб турбулентности определяются, главным образом, спектром энергосодержащих турбулентных вихрей воздуха и имеют следующий вид [6]

$$f_u = 1 - \exp\left(-\frac{T_p}{\tau_u}\right);$$

$$g_u = \frac{T_p}{\tau_u} - 1 + \exp\left(-\frac{T_p}{\tau_u}\right);$$

$$T_u = \frac{3C_\mu k}{2Sc_t \varepsilon},$$

где  $C_\mu = 0,09$  — стандартный для двухпараметрической  $k-\varepsilon$  модели турбулентности коэффициент;  $Sc_t = 0,5$  — турбулентное число Шмидта. Время взаимодействия частиц дыма с энергосодержащими вихревыми образованиями воздуха определяется формулой

$$T_p = T_u / \sqrt{1 + (T_u |U - V| / L_u)^2},$$

где  $L_u = (2k/3)^{1/2} T_u$  — пространственный макромасштаб турбулентности.

Выражение для турбулентных напряжений в дисперсной фазе имеет вид

$$\langle v'_i v'_k \rangle = \frac{2}{3} k_p \delta_{ik} - v_p \left( \frac{\partial V_i}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_n}{\partial x_n} \delta_{ik} \right);$$

$$v_p = f_u v_t + 1 / 3 \tau_u k_p; \quad v_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}.$$

Здесь  $v_t, v_p$  — кинематические коэффициенты турбулентной вязкости потоков воздуха и частиц дыма;  $k_p = 1/2 \langle v'_i v'_k \rangle$  и  $k = 1/2 \langle u'_i u'_k \rangle$  — плотности турбулентных энергий твердой и газовой фаз на единицу массы;  $\varepsilon = v \langle (\partial u'_i / \partial x_k)^2 \rangle$  — количество механической энергии турбулентных пульсаций на единицу массы переводимой в тепло (диссипируемой) за единицу времени. В рамках локально-однородного приближения величины  $k_p$  и  $k$  фаз связаны соотношением  $k_p = f_u \cdot k$ . Локально-однородное приближение справедливо для относительно мелких частиц

при отсутствии в потоке больших градиентов скоростей.

В качестве начальных условий в задаче о внутренней тепловой конвекции дыма принимаются условия покоящейся однородной воздушной среды и равномерного распределения дымовой завесы по объему охраняемого помещения, т.е.  $V_i = 0$ ,  $\Phi = \Phi_0$  и  $T = T_0$ . Таким образом, предполагается, что возникающая при  $t > t_0$  конвекция является в начале ламинарным процессом, постепенно переходящим в турбулентный. Оправданность указанных начальных условий обусловлена тем, что характерное время развития конвекции ( $t \geq 120$  мин, см. рис. 2, 3) как минимум на 2 порядка превосходит время начального задымления помещения ( $t_0 = 1,5$  мин — время работы дым-машины).

Анализ экспериментальных данных на рис. 3, а показывает, что в опытах начальная массовая концентрация дыма в отсеке составляла  $\Phi_0 \leq 3,4; 3,8$  и  $3,9$  г/м<sup>3</sup>. Это означает, что при объеме отсека в 31,7 м<sup>3</sup> на начальный момент времени в нём витало  $\leq 108, 120$  и  $124$  г дымовых частиц, соответственно. Однако за время работы дым-машины  $t_0 = 90$  с она выбрасывала в отсек  $\approx 494$  г дымообразующей жидкости. Это означает, что в опытах  $\geq 386, 374$  и  $370$  г жидкости в начальный момент осаждалось на полу и стенах отсека. Другими словами, КПД дым-машины по количеству используемой дымообразующей жидкости при постановке дымовой завесы не превышал  $22 \div 25\%$ .

Поскольку в процессе работы дым-машины её алюминиевый испаритель обладая теплоёмкостью 920 Дж/(кг·°C) и массой  $\approx 10$  кг охлаждался на  $60 \div 90$  °C, то это означает выделение в воздушную среду отсека посредством выброса нагретого дыма около 552 ÷ 828 кДж тепловой энергии. При массе воздуха в отсеке  $\approx 40$  кг и его теплоёмкости при постоянном давлении в 1006 Дж/(кг·°C) это должно было приводить к нагреву воздушной среды в начальный момент времени (сразу после срабатывания дым-машины) на  $\Delta T_0 = 13,7 \div 20,6$  °C. Эти значения можно считать верхней оценкой. Поскольку КПД дым-машины не превышал  $22 \div 25\%$  от используемой жидкости, то нижнюю оценку по нагреву воздушной среды отсека можно принять  $\Delta T_0 \approx 5$  °C.

Важной характеристикой дыма является дисперсный состав его частиц. Анализ экспериментальных данных приведенных на рис. 3, а показывает, что во всех трёх опытах массовая концентрация дыма в отсеке снижалась до величины  $\Phi \approx 1,3$  г/м<sup>3</sup>, а затем стабилизировалась на этом значении, когда дальность видимости в дыму составляла  $L \approx 2,8$  м (рис. 3, б). Это означает, что от опыта к опыту, примерно 38, 34 и 33% от изначально витающих аэрозолей (с концентрацией  $\Phi_0$ ) приходилось на частицы настолько маленькие, что они практически не оседали на стенки отсека. Поведение этой фракции дыма можно описывать диффузионным безинерционным приближением [4].

Для оценки характерного размера частиц оставшейся фракции дыма (составляющей соответственно 62, 66 и 67% от изначально витающих аэрозолей) воспользуемся данными по дисперсному составу капель в водяных туманах, поскольку в опытах дым фактически представлял собой водяной туман, чьи капельки были подкрашены пропиленгликолем. Согласно [7, 8] в плотных туманах (при массовой концентрации капель воды  $1 \div 2$  г/м<sup>3</sup>) большинство капель имеет диаметр  $10 \div 30$  мкм или  $4 \div 36$  мкм. Исходя из этого, для оставшейся фракции дыма от дым-машины диаметр частиц примем  $\approx 20$  мкм. Движение этих частиц как раз и описывается уравнениями (3), (4), предполагающими их инерционное, но пассивное поведение.

Задание граничных условий для уравнения (3) и (4) осложнено тем, что необходимо учесть особенности инерционного взаимодействия частиц со стенами отсека. Из-за наличия падающих и отраженных от стены частиц для их скорости  $V_i$  используется граничное условие отражения (скольжения). Для концентрации частиц на стене используется граничное условие 3-го рода, полученное на основе аппроксимации точного решения уравнения для функции плотности вероятности распределения частиц по скоростям в области логарифмического пограничного слоя [9],

$$D^p \frac{\partial \Phi}{\partial n} = \varphi_p \Phi \left( U_n - V_n + \tau_u g_i - \tau_u \frac{\partial \langle v_n^2 \rangle}{\partial n} \right) \text{ при } n = 0,$$



где  $n$  — нормаль к поверхности стены;  $\varphi_p$  — коэффициент осаждения, определяющий вероятность осаждения частицы на поверхности стены после соударения. Из представленного выражения следует, что поток частиц дыма на стену обусловлен концентрационной диффузией, торможением частиц в воздухе, действием внешних сил, а также миграцией вследствие неоднородности поля турбулентных пульсаций несущего потока воздуха (турбофорезом).

Расчеты выполнялись на трёхмерной конечно-разностной сетке с шагом  $\Delta = 10$  см. Важная задача расчетов состояла в определении значимой характеристики процесса витания частиц — коэффициента осаждения  $\varphi_p$  частиц на стены отсека. Коэффициент  $\varphi_p$  зависит как от характеристик поверхности стен, так и от физико-химических свойств частиц. Из общих соображений очевидны только следующие значения  $\varphi_p$ : для абсолютно отражающей и абсолютно поглощающей поверхности  $\varphi_p = 0$  и  $\varphi_p = 1$ , соответственно.

В настоящих расчетах для стен отсека использовалось значение коэффициента  $\varphi_p = 0,10$  для первого опыта и  $\varphi_p = 0,05$  для второго и третьего опытов. Данные значения явились результатами параметрического анализа, в котором варьировались величины  $\varphi_p$  с одновременным контролем в расчетах массовой концентрации

дыма в отсеке. Оказалось, что представленные значения  $\varphi_p$  позволяют воспроизвести опытные данные по снижению массовой концентрации  $\Phi$  дыма (рис. 4).

Сравнение представленных в работе результатов физического и математического моделирования свидетельствует о достоверности исходных дифференциальных уравнений движения частиц дыма (3), (4), выбранных граничных и начальных условий для этих уравнений, об удовлетворительной точности их конечно-разностной аппроксимации. Разработанный и протестированный трехмерный программный модуль будет в дальнейшем использоваться при математическом моделировании постановки в охраняемых помещениях дымовых завес, непрозрачных в оптическом диапазоне длин волн. Данный вопрос в контексте разработки способов применения дымовых гранат в охраняемых помещениях будет в центре дальнейших исследований.

### Литература

1. Средства поражения и боеприпасы: Учебник / А.В. Бабкин, В.А. Велданов, Е.Ф. Грязнов и др.; Под общ. ред. В.В. Селиванова. — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2008. 984 с.
2. Томпсон Л. Антитеррор: Руководство по освобождению заложников. — М.: ФАИР-ПРЕСС. 2005. 269 с.
3. Жижикина Г.Ю. Английский дым на страже российских ценностей // Системы безопасности. 2008. № 4. С. 178.
4. Фёдоров Д.С., Рябов В.В., Косяков С.И., Матросов В.Н. Зависимости для оценки дальности видимости в аэрозольных средах // Вопросы оборонной техники. Сер. 16. Технические средства противодействия терроризму. 2019. Вып. 9–10 (135–136). С. 105–110.
5. Пурис А.М., Фёдоров Д.С., Косяков С.И., Дворецкий С.А. Видимость в дыму в видимом и инфракрасном диапазонах оптического спектра // Вопросы оборонной техники. Сер. 16. Технические средства противодействия терроризму. 2020. Вып. 11–12 (149–150). С. 119–125.
6. Гаврилов В.А. Видимость в атмосфере. — Л.: Гидрометеиздат. 1966. 324 с.
7. Косяков С.И., Сясин В.В. Гравитационная конвекция среды при внутреннем взрыве дымо-

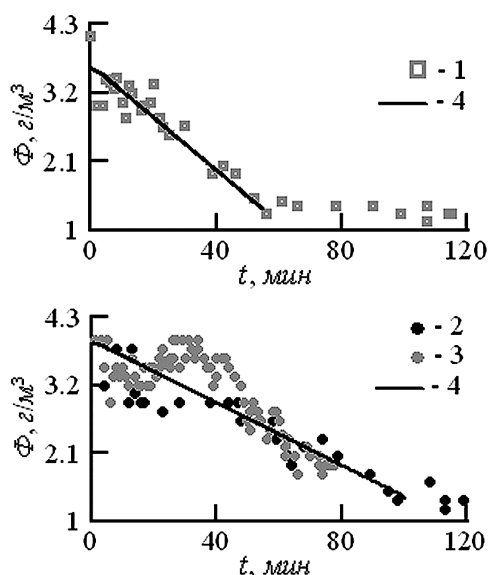


Рис. 4. Сравнение экспериментальных и расчётных данных по концентрации дыма:  
1, 2, 3 — опытные данные;  
4 — расчётные зависимости

вой гранаты // Материалы 39 научно-технической конференции «Проектирование систем». — М.: Изд-во ФГУП «НТЦ Информтехника». 2012. Т. 1. С. 240–243.

8. П. Роуч. Вычислительная гидродинамика / Под ред. П.И. Чушкина. — М.: Мир. 1980. 616 с.

9. Авраменко М.И. О  $k - \varepsilon$  модели турбулентности. — Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ. 2010. 102 с.

10. Фукс Н.А. Механика аэрозолей. — М.: издательство АН СССР. 1965. 380 с.

11. Зайчик Л.И., Козелев М.В., Першуков В.А. Расчет турбулентных газодисперсных течений в каналах с зонами рециркуляции // Изв. АН СССР. МЖГ. 1994. № 4. С. 65–75.

12. Зверев А.С. Туманы и их предсказание. — Л.: Гидрометеоздат. 1954. 74 с.

13. Шаронов В.В. Наблюдение и видимость. — М.: Воен. издат. 1963. 96 с.

14. Гусев И.Н., Зайчик Л.И. Моделирование динамики частиц в пристеночной области газодисперсного турбулентного потока // Изв. АН СССР. МЖГ. 1991. № 1. С. 50–60.

15. Гельфанд Б.Е., Сильников М.В. Баротермическое действие взрывов. — СПб: Астерион. 2006. 658 с.

### References

1. Weapons and ammunition: Textbook / A.V. Babkin, V.A. Veldanov, E.F. Gryaznov, etc.; Under the editorship of V.V. Selivanov. — M.: Publishing MGTU im. N.Uh. Bauman. 2008. 984 p.

2. Leroy Thompson. Antiterror: A guide to the release of hostages. — Moscow: Publishing house «FAIR-PRESS». 2005. 269 p.

3. Jijikine G.Y. English smoke on the guard of Russian values // Security systems. 2008. № 4. P. 178.

4. Fedorov D.S., Raybov V.V., Kosyakov S.I., Matrosov V.N. The Formulas for Estimation of

Visibility Range in Aerosol Environment // Military Enginery. Counter-terrorism technical devices. Issue 16. 2019. Issue. 9–10 (135–136). P. 105–110.

5. Puris A.M., Fedorov D.S., Kosyakov S.I., Dvoretzky S.A. Visibility In Smoke In The Visible And Infrared Ranges Of The Optical Spectrum // Military Enginery. Counter-terrorism technical devices. Issue 16. 2020. Issue. 11–12 (149–150). P. 119–125.

6. Gavrilov V.A. Visibility in the atmosphere. — L.: Hydrometeoizdat. 1966. 324 p.

7. Kosyakov S.I., Syasin V.V. Gravitational Convection of the Medium in the Internal Explosion of a Smoke Grenade // Materials of the 39th Scientific and Technical Conference «Systems engineering». — Moscow: Publishing house «STC Informtekhnik». 2012. Vol. 1. P. 240–243.

8. Patrick J. Roache. Computational Fluid Dynamics. — M.: Albuquerque. 1976. 616 p.

9. Avramenko M.I. On the  $k - \varepsilon$  turbulence model. — Snezhinsk: publishing house of the RFNC-VNIITF. 2010. 102 p.

10. Fuchs N.A. Mechanics of aerosols. — Moscow: publishing house of the USSR Academy of Sciences. 1965. 380 p.

11. Zaychik L.I., Kuzelev M.V., Pershukov V.A. Calculation of turbulent gas-dispersed flows in channels with recirculation zones // Izvestiya. Fluid Dynamics. 1994. № 4. P. 65–75.

12. Zverev A.S. Fogs and their Prediction. — L.: Hydrometeoizdat. 1954. 74 p.

13. Sharonov V.V. Observation and Visibility. — M.: Voenizdat. 1963. 96 p.

14. Gusev I.N., Zaychik L.I. Modeling of Particle Dynamics in the Wall Region of a Gas-Dispersed Turbulent Flow // Izvestiya. Fluid Dynamics. 1991. № 1. P. 50–60.

15. Gelfand B.E., Silnikov M.V. Barothermal effect of the explosions. — SPb: Publishing house «Astérion». 2006. 658 p.