

УДК 532.5.013

Моделирование струи тонкораспыленной воды методом крупных вихрей: сравнительный анализ двух моделей и расчетных кодов

А.С. Цой, А.Ю. Снегирёв

Санкт-Петербургский политехнический университет

E-mail: a.snegirev@phmf.spbstu.ru

Модель и расчётный код FDS (Fire Dynamics Simulator), широко применяемые в инженерной практике для моделирования динамики пожара, недостаточно апробированы на задачах пожаротушения распылённой водой. В настоящей работе оценивается влияние численного разрешения крупномасштабных турбулентных пульсаций на точность расчета осредненных характеристик струи. Сравнение результатов расчетов, полученных двумя версиями кода, а также расчетного радиального распределения расхода жидкости с экспериментальным показало, что для получения правильной ширины струи требуется применение монотонных и достаточно точных аппроксимаций конвективных членов. При недостаточной точности аппроксимации затягивается вызванный крупными вихрями распад струи, и имеет место фокусировка потока вблизи оси. Кроме того, в работе исследовано влияние перепада давления воды в распылителе и показано, что с его ростом имеет место слабое увеличение доли испарившейся жидкости и концентрации пара при значительном росте скорости потока.

Ключевые слова: метод крупных вихрей, тонкораспылённая вода, турбулентная струя, испарение капель, пожаротушение.

Введение

Прогноз эффективности систем пожаротушения тонкораспылённой водой представляет сложную задачу вычислительной теплофизики, качество решения которой в значительной степени определяется достоверностью прогнозирования турбулентной струи распыленной испаряющейся жидкости. Стратегия численного моделирования указанных струй определяется, прежде всего, выбором методов расчета турбулентного течения несущей фазы и движения капель жидкости. Кроме того, существенную роль играют подходы к моделированию первичной атомизации жидкости, нагрева и испарения капель, их взаимодействия с турбулентными вихрями, столкновений и дробления. Перечисленные факторы обуславливают разнообразие моделей, используемых для численных расчетов такого типа многофазных течений.

В расчетах турбулентного течения в газокапельной струе до недавнего времени преобладало использование метода осреднения по Рейнольдсу (RANS) [1–3]. Даже при использовании нестационарной формулировки (URANS) применение данного метода резко ограничивает возможность описания нестационарных и неустойчивых режимов течения, характерных для режимов активации оросителей и взаимодействия струй с турбулентным пламенем и поверхностью горючего материала. С учетом указанных особенностей гораздо более информативным оказывается метод крупных вихрей (LES).

Однако применение указанного метода для моделирования подобного вида течений началось лишь в последние годы. Примерами являются работы [4–7] и др., в которых использовалось программное обеспечение собственной разработки.

Практическое применение метода крупных вихрей для моделирования пожаротушения, как правило, предполагает использование свободно распространяемого специализированного программного обеспечения, в первую очередь FDS [8, 9] и FireFoam [10]. Существующий опыт численного моделирования турбулентных газокапельных струй испаряющейся жидкости с использованием указанных моделей и кодов весьма ограничен [11]. Он не позволяет количественно оценить ожидаемую точность расчетов, выявить степень численного разрешения крупномасштабных турбулентных пульсаций, определить значимость компонентов модели и требования к расчетным сеткам.

Для решения указанных задач в настоящей работе выполняются численные расчеты струй тонкораспыленной воды, характеристики которых измерены в работах [12] и [13]. В расчетах используются две версии модели и кода FDS: 5.5 [8] и 6.0 [9]. Кроме того, рассматривается влияние давления воды в распылителе на скорость потока и концентрацию пара в газокапельной струе. Знание перечисленных характеристик необходимо для анализа механизмов взаимодействия струи огнетушащей жидкости с турбулентным пламенем, которое сопровождается гашением пламени или его фрагментов. Известно (см., например, [14, 15]), что погасание пламени за счет распыленной воды происходит за счет деформации поля скорости, обусловленной импульсом струи, и охлаждения зоны реакции, вызванного разбавлением реагентов водяным паром. Численное моделирование позволяет оценить изменение относительного вклада указанных механизмов при использовании тонкого или более грубого распыла.

1. Описание моделей и кодов

1.1. Расчет течения газовой фазы

Течение газовой фазы моделируется в пределе малых чисел Маха (существенно дозвуковое приближение). Особенность гидродинамического решателя FDS заключается в том, что уравнение переноса энтальпии не решается в явном виде, а используется (вместе с уравнением неразрывности) для расчета дивергенции поля скорости. В результате дивергенция скорости однозначно определяется полями концентраций, плотности смеси и давления. В основе численного алгоритма для расчета поля скорости на новом шаге по времени лежит процедура расчета поля модифицированного давления, интерпретируемого как энергия торможения единицы массы газа. Указанная процедура позволяет получить поле скорости, которое обеспечивает выполнение уравнений неразрывности и переноса энтальпии.

Второй порядок аппроксимации по времени обеспечивается применением двухшаговой схемы предиктор-корректор. Аппроксимация по пространству также имеет второй порядок за исключением областей с большими градиентами, где активируется процедура коррекции потоков. Важно отметить, что методы коррекции потоков, используемые при дискретизации конвективных слагаемых и подавляющие численные осцилляции решения, существенно отличаются в версиях 5.5 и 6.0, применяемых в настоящей работе.

В версии 5.5 по умолчанию используется оригинальная процедура искусственного сглаживания полей концентраций. При этом сначала определяются и корректируются ячейки сетки, в которых массовые доли компонентов оказываются меньше допустимых значений или при наличии отрицательной дивергенции массового потока ожидаемое значение на новом временном слое соответствует локальному минимуму (выбросы вниз). Затем аналогичным образом определяются и корректируются ячейки, в которых имеют место или ожидаются выбросы вверх. Этот алгоритм не гарантирует сохранение монотонности численного решения, но обеспечивает его ограниченность. В отличие от рассмотренного алгоритма, в версии 6.0 по умолчанию используется более

традиционная процедура уменьшения полной вариации (TVD — Total Variation Diminishing). Для расчета значения искомой скалярной величины на гранях контрольных объемов используется ограничитель Superbee [16].

В обеих рассматриваемых версиях для моделирования турбулентности применяется метод крупных вихрей (LES). Однако в расчетах, представленных ниже, использованы разные подсеточные модели. В случае использования версии 5.5 применялась предусмотренная по умолчанию статическая модель Смагоринского. При этом подсеточная вязкость определяется из равенства $\nu_{SGS} = (C_S \Delta)^2 \cdot (\tilde{S}^2 - (2/3)(\nabla \tilde{\mathbf{u}})^2)^{1/2}$, где $C_S = 0,2$,

Δ — размер ячейки сетки, \tilde{S} — модуль тензора скорости деформации разрешенного поля скорости $\tilde{\mathbf{u}}$. Подсеточные числа Прандтля и Шмидта принимаются равными 0,5. В версии 6.0 применялась подсеточная модель Дидорфа [17], также предусмотренная по умолчанию. В этой модели подсеточная вязкость вычисляется по формуле $\nu_{SGS} = C_v \Delta \sqrt{k_{SGS}}$. Кинетическая энергия подсеточной турбулентности, k_{SGS} , определяется по разности разрешенных скоростей в данной ячейке сетки и скоростей, полученных при осреднении по расширенному шаблону, включающему прилегающие ячейки.

Таким образом, основные отличия гидродинамических решателей двух рассматриваемых версий FDS заключаются, во-первых, в разных методах обеспечения ограниченности и монотонности численного решения и, во-вторых, в разных подсеточных моделях турбулентности.

Отметим еще раз, что в настоящей работе представлены результаты расчетов, выполненных с сохранением установок, предусмотренных по умолчанию. Это обусловлено тем, что именно эти установки применяются пользователями в большинстве практических расчетов динамики пожаротушения.

1.2. Моделирование диспергированной жидкости

Диспергированная жидкость рассматривается как множество капель, для расчета движения которых применяется дискретно-траекторный (лагранжев) подход. Уравнение движения капли учитывает действие сил сопротивления и тяжести. Коэффициент сопротивления вычисляется в предположении сферической формы капли. Импульс, потерянный (или приобретенный) каплей, добавляется к импульсу газа в данной ячейке сетки (или вычитается из него). Следует отметить, что в FDS 6.0 приближенно учитывается снижение коэффициента сопротивления капли при достаточно малых расстояниях между соседними каплями и при объемной доле жидкой фазы более 10^{-5} . При этом используется эмпирическое соотношение, полученное в работе [18] для двух сферических частиц одинакового диаметра, движущихся вдоль одной прямой.

Первичная атомизация жидкости моделируется заданием начального распределения капель по диаметрам d . С учетом результатов измерений для распылителей, применяющихся при пожаротушении, используется комбинация логнормального распределения (для капель с диаметром меньше объемного медианного диаметра d_{v50}) и распределения Розина–Рамлера (для капель с диаметром больше, чем d_{v50}). Комбинированное распределение капель по диаметрам имеет вид [19]:

$$R(d) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\ln(d/d_{v50})}{\sigma\sqrt{2}} \right) \right) & , d \leq d_{v50}, \\ 1 - \exp \left(-\ln 2 (d/d_{v50})^\gamma \right) & , d \geq d_{v50}, \end{cases} \quad (1)$$

где $R(d)$ — кумулятивная объемная доля частиц с диаметром, не превышающим d . Непрерывность распределений обеспечивается при условии равенства $\sigma\gamma = 2/(\sqrt{2\pi} \ln 2)$.

Таким образом, комбинированное распределение характеризуется двумя величинами — начальным объемным медианным диаметром d_{v50} и параметром формы γ .

Численное значение начального объемного медианного диаметра определяется из эмпирического соотношения

$$d_{v50}/D_0 = CWe^{-1/3}, \quad (2)$$

где $We = \rho_w V_0^2 D_0 / \sigma_w$ — число Вебера, C — эмпирическая константа, соответствующая данному распылителю, D_0 — диаметр отверстия. Объемный расход воды вычисляется по заданному перепаду давления ΔP (превышение давления воды над атмосферным):

$$F_w = K\sqrt{\Delta P}, \quad (3)$$

с учетом К-фактора K . При полностью развитом турбулентном течении несжимаемой жидкости через отверстие коэффициент сопротивления $\xi = 2\Delta P / \rho_w V_0^2$ не зависит от числа Рейнольдса, и $K \sim D_0^2$. Начальная скорость капель V_0 определяется из равенства

$$F_w = V_0 \pi D_0^2 / 4. \quad (4)$$

Равенства (2)–(4) позволяют заключить, что для начальных значений диаметра и скорости капель, а также для расхода воды имеют место соотношения:

$$d_{v50} \sim \Delta P^{-1/3}, \quad V_0 \sim \Delta P^{1/2}, \quad F_w \sim \Delta P^{1/2}. \quad (5)$$

Отметим, что численные значения диаметра отверстия в распылителе D_0 , К-фактора K и константы C в формуле для начального среднего диаметра капель могут существенно отличаться для разных оросителей.

Предполагается, что при истечении жидкости из отверстия образование капель происходит внутри сферы, окружающей центр отверстия и имеющей радиус 0,1 м (показана пунктиром на рис. 1). Поэтому в расчетах капли, имеющие начальный диаметр d и скорость V_0 , вылетают с поверхности указанной сферы в направлении нормали к ней. Координаты точек вылета капель определяются полярным и азимутальным углами, вычисляемыми относительно оси струи (направления истечения жидкости). Полярный угол является случайной величиной, имеющей равномерное распределение в интервале от 0 до 2π . Соответствующие распределения для азимутального угла φ различны в рассматриваемых версиях кодов. В FDS 5.5 указанное распределение равномерно в интервале $\varphi_{\min} < \varphi < \varphi_{\max}$, а в FDS 6.0 оно имеет вид $f(\varphi) \sim \exp\left(-5((\varphi - \varphi_{\min})/(\varphi_{\max} - \varphi_{\min}))^2\right)$, что предполагает рост вероятности вылета капель в направлении оси струи. Величины φ_{\min} и φ_{\max} соответствуют внутреннему и внешнему углам конуса распыла, значение $\varphi = 0$ соответствует оси струи. В настоящей работе рассматривались режимы распыла с заполненным конусом, для которых $\varphi_{\min} = 0$.

Нагрев и испарение капель моделируется в рамках классических представлений (отсутствие градиента температуры в капле, давление насыщенного пара на поверхности капли, формула Ранца–Маршалла для коэффициентов тепло- и массопереноса на поверхности капли). Отметим, что в выражении для скорости изменения массы капли не учитывается стефановский поток. Указанное приближение допустимо, если низкая температура окружающего воздуха обеспечивает достаточно малое давление насыщенного пара

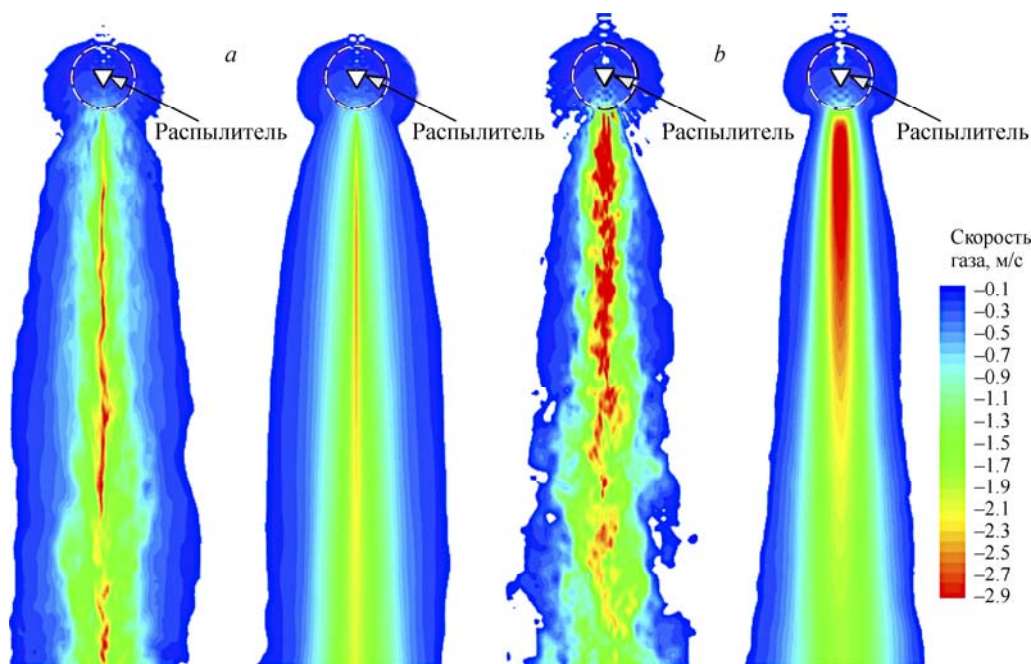


Рис. 1. Поля скорости газа, полученные с помощью FDS 5.5 (a) и FDS 6.0 (b).

Слева — мгновенное разрешенное поле, справа — результат осреднения в интервале от 6 до 12 с после активации оросителя.

на поверхности капли. Очевидно, это условие нарушается при испарении капель в пламени (этот случай здесь не рассматривается).

В отличие от более ранних версий, в FDS 6.0 используется модель дисперсии капель подсеточной турбулентностью. Случайная составляющая скорости капли учитывается в уравнении ее движения, которое принимает вид уравнения Ланжевена (см., например, [20]).

Таким образом, основные отличия в моделировании диспергированных жидкостей для двух рассматриваемых версий FDS заключаются в том, что в версии 6.0 дополнительно учитываются следующие факторы:

- снижение коэффициента сопротивления капли в плотных струях;
- влияние подсеточной турбулентности на движение (дисперсию) капель;
- повышенная вероятность вылета капель в направлениях, близких к оси струи.

2. Расчет струи распыленной воды

2.1. Сравнение с экспериментами

Для апробации рассмотренных выше моделей и кодов выполнены численные расчеты, в которых воспроизводятся условия экспериментов [12] и [13] со струями распыленной воды.

В работе [12] представлен эксперимент, в ходе которого исследовалась структура газокapельной струи тонкораспыленной воды с заполненным конусом распыла. Струя была направлена вертикально вниз. Характеристики струи (удельный расход жидкости, характерные диаметры и скорости частиц) измерялись в двух сечениях, расположенных перпендикулярно оси струи на расстояниях 40 и 62 см от сопла. В качестве исходных данных в расчетах использовались значения избыточного давления в магистрали $\Delta P = 20,68$ бар, расхода жидкости через распылитель $F_w = 0,348$ л/мин и начального объемного медианного диаметра каплей $d_{v50} = 80$ мкм, приведенные в работе [12].

В соответствии с данными производителя сопла (Spraying Systems Co.) диаметр отверстия и половинный угол конуса распыла принимали равными $D_0 = 0,7$ мм и $\varphi_{\max} = 38^\circ$ соответственно.

Расчеты производились на декартовой структурированной сетке со сгущением к оси струи и с общим количеством ячеек $1,6 \cdot 10^6$ (160 ячеек в направлении оси струи, по 100 ячеек в радиальных направлениях). Размер ячейки сетки на оси струи составлял $2,8 \times 2,8 \times 13,76$ мм. Выбор декартовой сетки обусловлен геометрией расчетных областей, в которых данный расчетный код применяется на практике при моделировании пожаротушения. Был выполнен анализ чувствительности результатов расчетов к размеру элементов сетки и количеству капель. Результаты, приведенные в настоящей работе, можно считать независимыми от этих параметров.

Результаты расчетов полей скорости газа в струе распыленной жидкости, истекающей под давлением 20,68 бар, визуализированы на рис. 1, где показаны поля мгновенной разрешенной скорости (момент времени выбран произвольно после достижения установившегося режима течения) и поля, осредненные по времени. Хорошо видно, что результаты, полученные с помощью двух версий модели и кода, существенно отличаются друг от друга как количественно, так и качественно. Расчет с помощью FDS 6.0 воспроизводит значительно более высокие скорости газа. Кроме того, разрешается более широкий диапазон размеров турбулентных вихрей, включая крупномасштабные пульсации скорости, слабо воспроизводимые решателем FDS 5.5. Как результат, расчет показывает более интенсивное турбулентное перемешивание в окрестности оси струи, сглаживающее радиальные распределения осевой скорости и концентрации пара (рис. 2). Более высокая осевая скорость газа и более интенсивное радиальное перемешивание приводят к значительному снижению концентрации пара (отметим, что рис. 2а и 2б даны в разном масштабе концентраций пара).

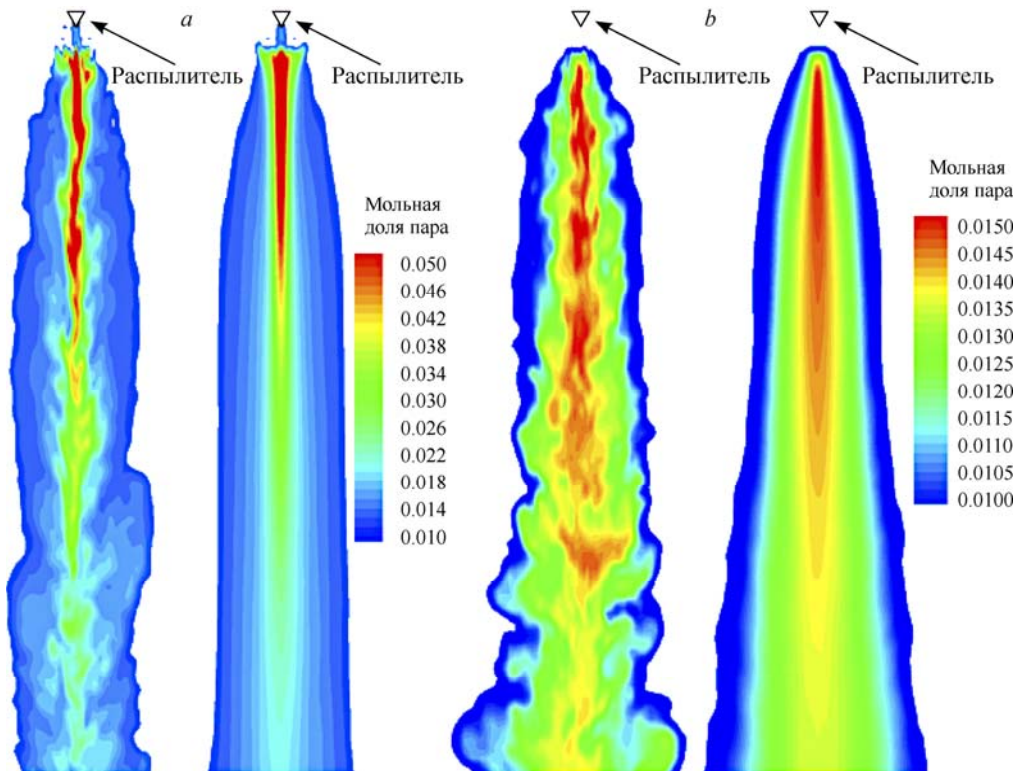


Рис. 2. Поля мольной доли пара, полученные с помощью FDS 5.5 (а) и FDS 6.0 (б). Слева — мгновенное разрешенное поле, справа — результат осреднения в интервале от 6 до 12 с после активации оросителя.

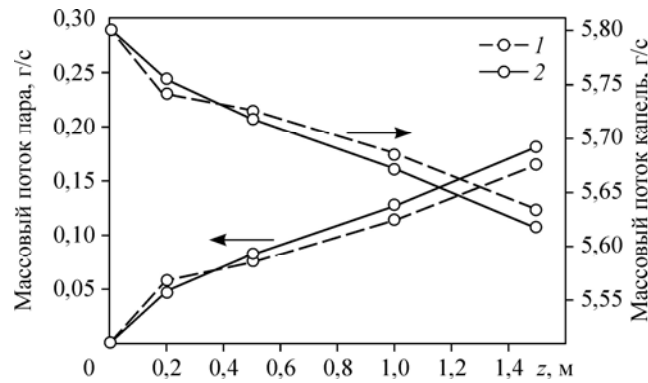


Рис. 3. Зависимости массовых расходов пара и жидкости через радиальные сечения, перпендикулярные оси струи, от расстояния до сопла.
1 — FDS 5.5, 2 — FDS 6.0.

Несмотря на значительные различия расчетных полей скорости газа и концентрации пара, полученных с помощью двух рассматриваемых моделей и кодов, интегральные потоки пара и жидкости через радиальные сечения, перпендикулярные оси струи, отличаются достаточно слабо (см. рис. 3). Это связано с тем, что при одинаковых расходах жидкости через сопло и дисперсностях начального распыла увеличение скорости потока компенсируется снижением концентрации пара. Тем не менее, лучшее численное разрешение крупномасштабных турбулентных пульсаций позволило значительно приблизить результаты расчета к результатам измерений радиальных распределений массовых расходов жидкости. Это видно на рис. 4, 5, где вместе с результатами расчетов с помощью двух рассматриваемых моделей и кодов приведены данные измерений, выполненных в работе [12]. Можно заключить, что расчеты приводят к завышенным значениям потока жидкости вблизи оси (особенно выраженным для расчетов с помощью FDS 5.5, в которых расход жидкости на оси превышает измеренное значение в пять раз и более), и это следует учитывать при интерпретации результатов моделирования подавления пламени.

В работе [13] приведены результаты экспериментов по тонкому распылу воды внутри узкого конуса, создаваемого оросителем. Эксперимент проводился при трех значениях избыточного давления воды: $\Delta P = 60, 70$ и 80 бар. Диаметр отверстия сопла распылителя

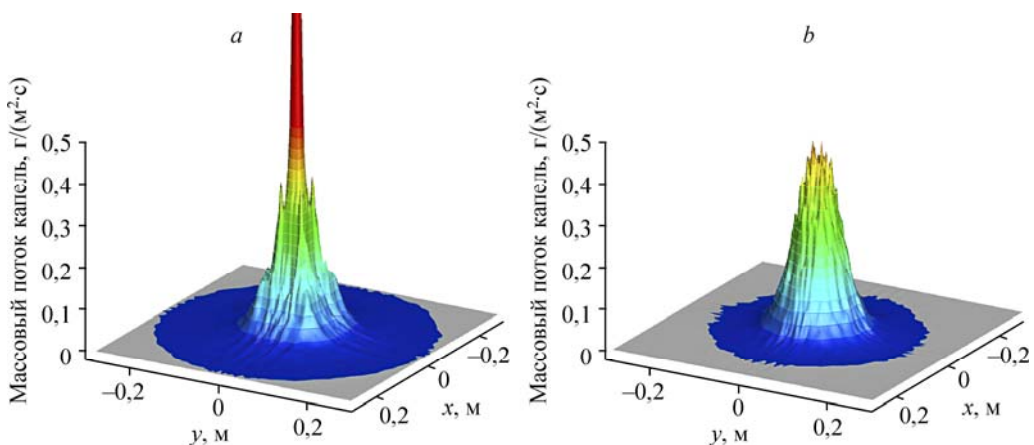


Рис. 4. Массовые расходы жидкости в радиальном сечении на расстоянии 0,4 м от сопла.
Расчет с помощью FDS 5.5 (a) и FDS 6.0 (b).

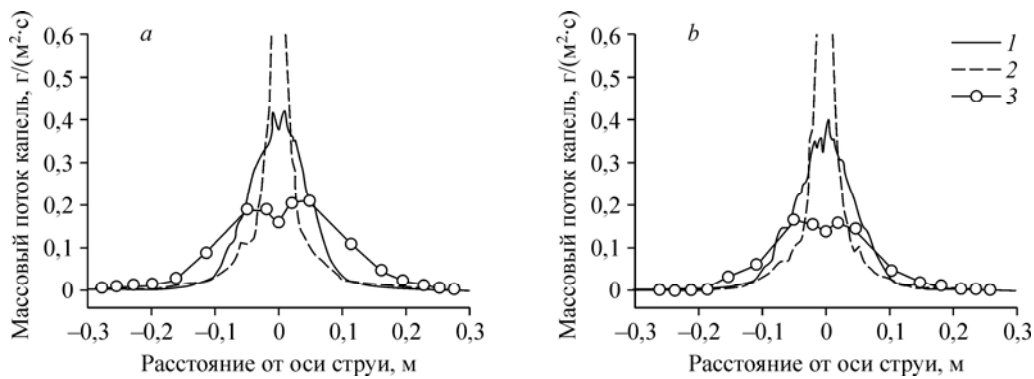


Рис. 5. Радиальное распределение потока жидкой фазы через сечение, удаленное от сопла на расстояние 0,4 (а) и 0,6 (б) м.

Расчет FDS 6.0 — 1, FDS 5.5 — 2, измерения [11] — 3.

равен 0,5 мм. В непосредственной близости от сопла струя имеет форму заполненного конуса с половинным углом 15°. В эксперименте были измерены распределения капель по размерам, а также удельные расходы жидкости в сечении, удаленном на расстояние 1 м от сопла.

Расход воды F_w и начальную скорость истечения жидкости V_0 рассчитывали по формулам (3) и (4), используя указанные давления и значение K -фактора $K = 0,19 \text{ л}/(\text{бар}^{1/2} \cdot \text{мин})$, приведенное в работе [13]. Характеристики начального распределения капель по размерам (объемный медианный диаметр $d_{v,50}$ и ширина распределения γ) были выбраны таким образом, чтобы расчет воспроизводил характерный диаметр капель на оси струи на расстоянии 1 м от места истечения (рис. 6). При этом оказалось, что изменение параметра γ в интервале от 2 до 2,4 не оказывает существенного влияния на расчетную структуру струи. Параметры истечения распыленной воды, вычисленные по формулам (2)–(4) и использованные в расчетах, приведены в таблице.

На рис. 7 показаны мгновенные поля объемной доли водяного пара в осевом сечении, полученные с помощью двух версий модели и кода (отметим, что используются разные шкалы концентраций). Как и в случае, рассмотренном выше в данном разделе, решатель FDS 6.0 воспроизводит значительно более широкий спектр турбулентных пульсаций. В самом деле, численное решение, представленное на рис. 7b, содержит как более мелкие пространственные структуры, так и крупномасштабные вихри, размер которых сопоставим с сечением струи. Неспособность решателя воспроизводить крупномасштабные вихри приводит к нефизичной фокусировке струи вблизи оси и, следовательно, к завышенным концентрациям пара и капель в приосевой области. Это хорошо видно на рис. 7a и 8b,

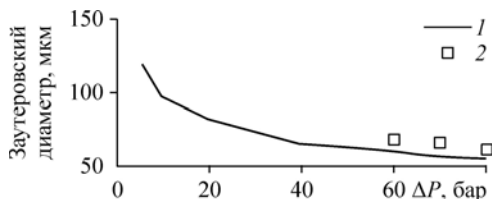


Рис. 6. Зависимость заутеровского диаметра капель на расстоянии 1 м от сопла от перепада давления.

Линия — расчет с помощью FDS 6.0 с начальными параметрами распыла, приведенными в таблице, символы — измерения [13].

Таблица
Параметры истечения распыленной воды, использованные в расчетах

ΔP , бар	$d_{v,50}$, мкм	γ	F_w , л/мин	V_0 , м/с
10	171	2,2	0,60	51
20	136	2,2	0,85	72
40	108	2,2	1,20	102
60	94	2,3	1,47	125
70	90	2,2	1,59	135
80	86	2,2	1,70	144

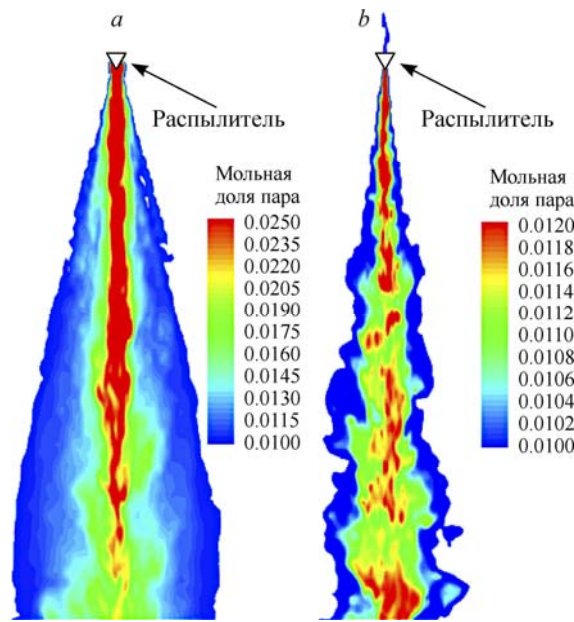


Рис. 7. Мгновенные поля объемной доли водяного пара, полученные с помощью FDS 5.5 (a) и FDS 6.0 (b).

где представлены результаты расчетов с помощью FDS 5.5. Напротив, как показано на рис. 8a–8c, в численное решение с помощью FDS 6.0 с удовлетворительной точностью воспроизводит результаты измерений, полученные в работе [13].

Можно заключить, что метод аппроксимации конвективных слагаемых в уравнениях переноса и учет подсеточной дисперсии каплей оказывают существенное влияние на качество численного решения.

2.2. Влияние давления на структуру газокapельной струи

Для анализа влияния давления воды в оросителе на структуру струи и скорость испарения жидкости рассматривались условия эксперимента [13], представленные в предыдущем разделе, и использовался решатель FDS 6.0. Расчеты выполнялись для перепада давления ΔP , равного 10, 20, 40, 60 и 80 бар. Расход жидкости, скорость истечения каплей и начальный медианный объемный диаметр каплей, приведенные в таблице, рассчитывали с помощью формул (2)–(4). Соотношения (5) показывают, что увеличение перепада давления приводит к увеличению расхода

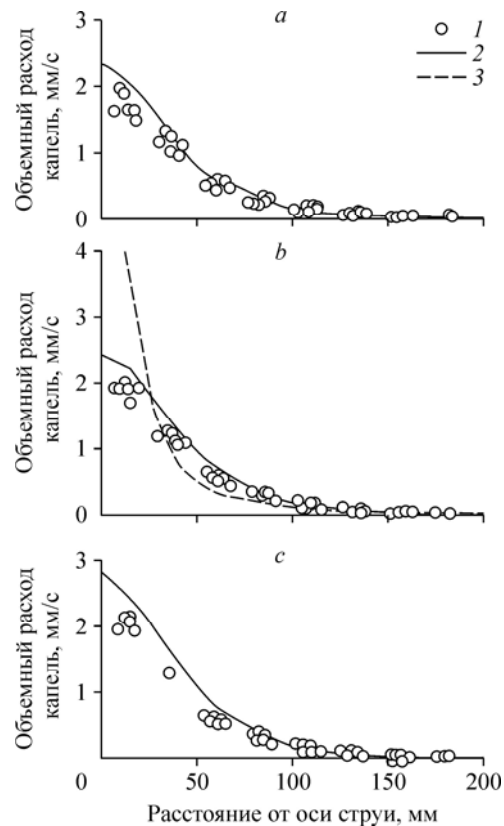


Рис. 8. Радиальное распределение удельного объемного расхода жидкой фазы через сечение, удаленное от сопла на 1 м.

$\Delta P = 60$ (a), 70 (b), 80 (c) бар; 1 — измерения, 2 — расчет FDS 6.0, 3 — расчет FDS 5.5.

и скорости истечения капель жидкости при одновременном уменьшении начального диаметра капель. Это сопровождается увеличением скорости испарения капель и, следовательно, концентрации пара, а также увеличением скорости газа в струе.

Мгновенные поля, полученные в результате расчета с FDS 6.0 и приведенные на рис. 9, показывают, что при увеличении перепада давления скорость газа возрастает в значительно большей степени, чем концентрация пара. Это подтверждается сравнением рис. 10а и 10b, которые показывают, что на расстоянии 1 м от места истечения при увеличении перепада давления от 10 до 80 бар максимальная концентрация пара растет не более, чем на 5–6 %, в то время как скорость потока увеличивается примерно в три раза. Отметим также, что распределение расхода жидкости по радиусу струи (рис. 10с) является более узким, чем распределение скорости (рис. 10b).

Слабый рост максимальной концентрации пара в условиях все более тонкого распыла объясняется тем, что рост скорости потока приводит к интенсивному разбавлению пара воздухом. Кроме того, растущая концентрация пара в струе препятствует испарению и снижает рост его скорости, вызванный увеличением площади межфазной поверхности. Это сопровождается незначительным увеличением доли испарившейся жидкости по мере увеличения ΔP . В самом деле, при увеличении ΔP от 10 до 80 бар расчетный расход пара на расстоянии 1 м от сопла увеличивается от 0,98 до 3,24 г/с, что соответствует 9 и 11 % от расхода жидкости через сопло.

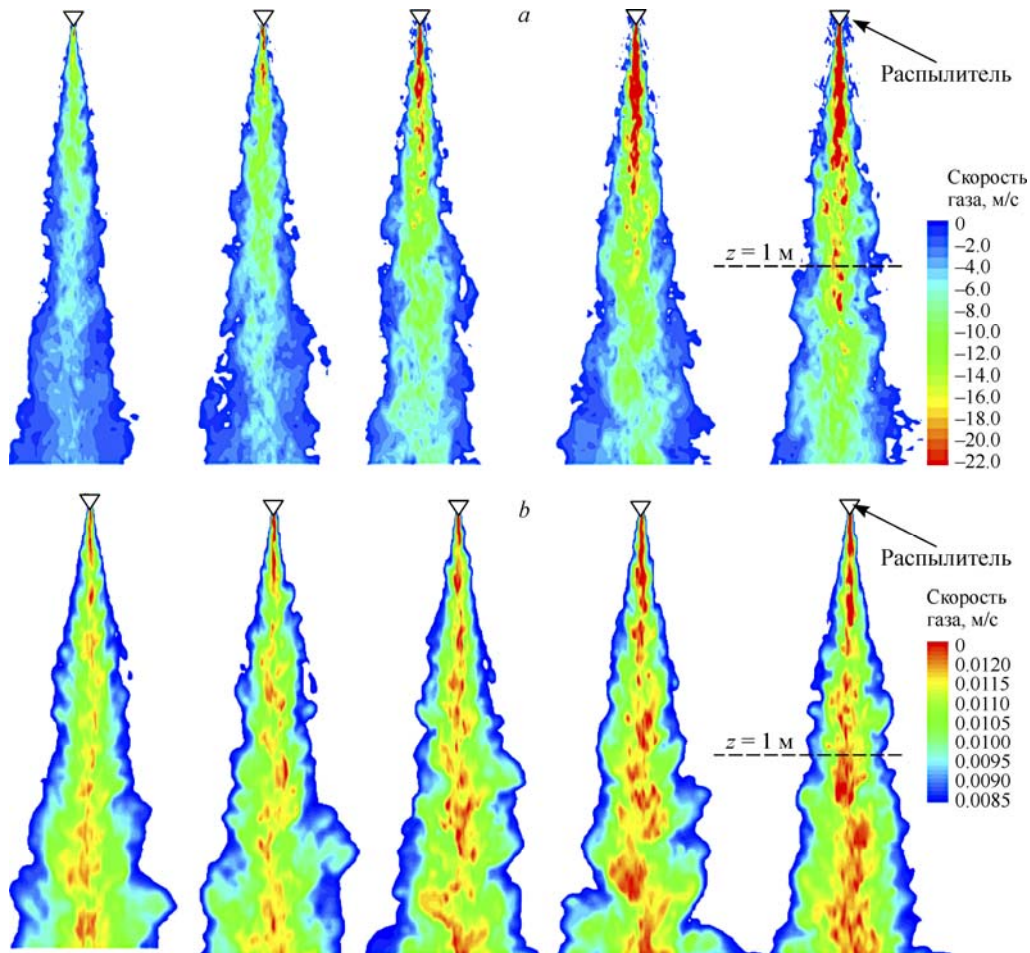


Рис. 9. Влияние давления в магистрали на мгновенную скорость газа (а) и мольную долю пара (b) в осевом сечении.

Слева направо $\Delta P = 10, 20, 40, 60$ и 80 бар.

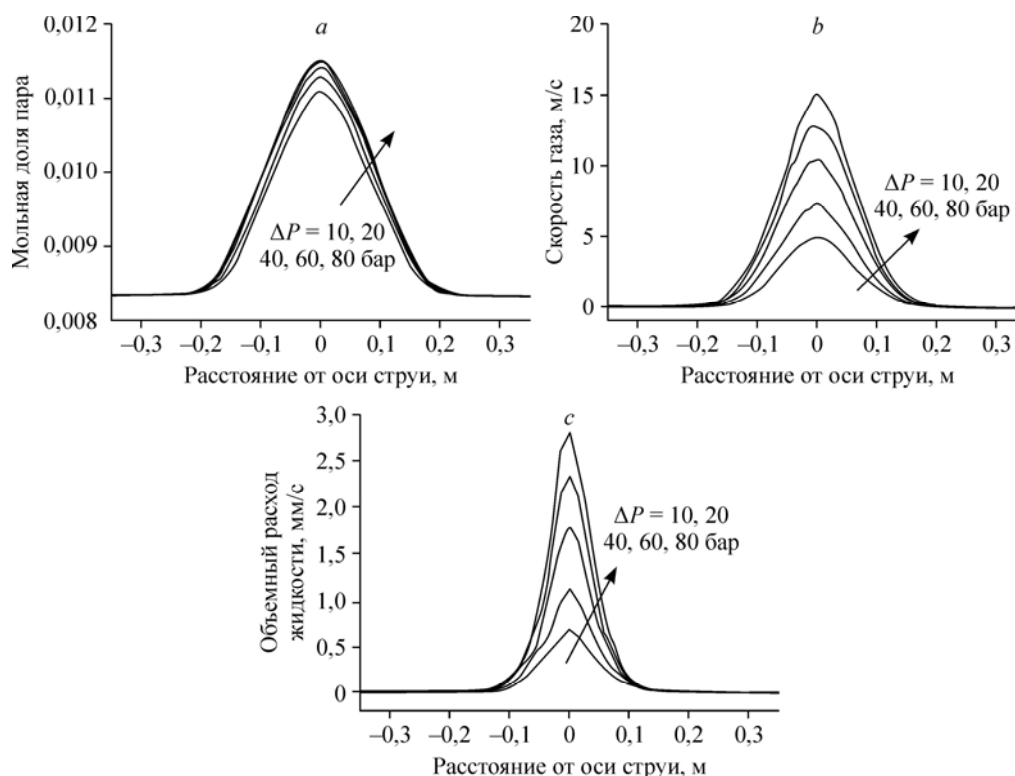


Рис. 10. Влияние давления пара на радиальные распределения осредненных по времени параметров в сечении струи на расстоянии 1 м от сопла.

a — мольная доля пара, *b* — скорость газа, *c* — расход жидкой фазы.

Следует иметь в виду, что капли воды теряют свой первоначальный импульс до попадания в рассматриваемое сечение струи, где отличия в скоростях газа и капель становятся незначительными. Другими словами, скорость газа характеризует импульс струи в целом.

Таким образом, численные расчеты указывают на то, что увеличение давления воды в системах пожаротушения тонкораспыленной водой приводит, в первую очередь, к росту импульса струи и относительно слабо влияет на концентрацию пара в ней.

Заключение

В настоящее время в инженерной практике для моделирования пожаротушения распыленной водой применяются две версии гидродинамического расчетного кода FDS. Рассматриваемые решатели имеют важные отличия как для газовой, так и для дискретной фазы. Понимание влияния указанных отличий на качество численного решения необходимо для оценки достоверности результатов моделирования.

Сравнение результатов расчетов турбулентных струй тонкораспыленной воды, полученных с помощью FDS 5.5 и FDS 6.0, позволяет сделать следующие выводы.

При использовании метода крупных вихрей ключевую роль для получения качественного численного решения, согласующегося с данными измерений, играет способность решателя воспроизводить крупномасштабные пульсации скорости газа в струе. При недостаточной точности аппроксимации уравнений переноса импульса и концентраций (в первую очередь это относится к конвективным слагаемым) затягивается распад струи, и имеет место фокусировка потока вблизи оси. В результате расчетная струя оказывается значительно более узкой, чем наблюдаемая в экспериментах, а значения скорости потока и расхода жидкости на оси — недопустимо завышенными, как это имеет

место при использовании FDS 5.5. Опыт авторов (не отраженный в представленной работе) показывает, что аналогичный эффект наблюдается и при численном моделировании однофазной затопленной струи.

Модификации, внесенные в более позднюю версию FDS 6.0 (в первую очередь — применение метода TVD при аппроксимации конвективных членов и учет подсеточной турбулентной дисперсии капель) существенно улучшают качество численного решения. В настоящей работе показано, что они позволяют значительно уменьшить рассогласование расчетных и измеренных распределений потока жидкой фазы по радиусу струи.

При значительном изменении перепада давления (от 10 до 80 бар) в рассмотренном распылителе (характерный диаметр капель менее 200 мкм) расчет предсказывает слабое изменение доли испарившейся жидкости и средней концентрации пара при значительном (в три раза) увеличении скорости двухфазного потока. Это указывает на то, что увеличение давления воды в системах пожаротушения тонкораспыленной водой приводит к увеличению относительной роли деформации поля скорости в погасании фрагментов турбулентного пламени.

Список литературы

1. Терехов В.И., Пахомов М.А. Теплоперенос и гидродинамика в газочастичных потоках. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2009. 284 с.
2. Snegirev A.Yu., Lipjainen A.L. Modeling and simulations of fine water spray in buoyant turbulent diffusion flame // Heat Transfer Research. 2008. Vol. 39, No. 2. P. 133–149.
3. Yoon S.S., Kim Ho Y., Hewson J.C. Effect of initial conditions of modeled PDFs on droplet characteristics for coalescing and evaporating turbulent water spray used in fire suppression applications // Fire Safety J. 2007. Vol. 42, No. 5. P. 393–406.
4. Xia J., Luo K.H., Kumar S. Large-eddy simulation of interactions between a reacting jet and evaporating droplets // Flow Turbulence and Combustion. 2008. Vol. 80, No. 1. P. 133–153.
5. Bini M., Jones W.P. Large eddy simulation of an evaporating acetone spray // Intern. J. of Heat and Fluid Flow. 2009. Vol. 30, No. 3. P. 471–480.
6. Jones W.P., Lyra S., Marquis A.J. Large eddy simulation of evaporating kerosene and acetone sprays // Intern. J. of Heat and Mass Transfer. 2010. Vol. 53, No. 11–12. P. 2491–2505.
7. Snegirev A., Lipjainen A., Talalov V. Flame suppression by water sprays: flame-spray interaction regimes and governing criteria // Proc. of the 12th Intern. Conf. Interflam 2010, Nottingham, UK, 5–7 July 2010. London: Interscience Comm., 2010. Vol. 1. P. 189–199.
8. McGrattan K., McDermott R., Hostikka S., Floyd J. Fire dynamics simulator. Version 5. Technical Reference Guide // NIST Special Publication 1019-5. 2010. 108 p.
9. Fire dynamics simulator technical reference guide. FDS version 6.0. NIST Spec. Publ. 1018, 2013. Vol. 1. 149 p.
10. Meredith K.V., Chatterjee P., Wang Y., Xin Y. Simulating sprinkler based rack storage fire suppression under uniform water application // Proc. of the Seventh Int. Seminar on Fire and Explosion Hazards ISFEH7, 5–10 May 2013, Providence RI, USA, Research Publ., 2013. P. 511–520.
11. Tsoi A., Snegirev A., Tanklevskiy L., Sheinman I. Flame suppression by water sprays: exploring capabilities and failures of FDS // Proc. of the Seventh Int. Seminar on Fire and Explosion Hazards ISFEH7, 5–10 May 2013, Providence RI, USA, Research Publ., 2013. P. 482–491.
12. Ditch B., Yu H.Z. Water mist spray characterization and its proper application for numerical simulations // Fire Proc. of the 9th Intern. Symp. IAFSS. Safety Sci. 2008. P. 541–552.
13. Santangelo P.E. Characterization of high-pressure water-mist sprays: experimental analysis of droplet size and dispersion // Experimental Thermal and Fluid Sci. 2010. Vol. 34, No. 8. P. 1353–1366.
14. Snegirev A.Yu., Tsoy A.S. Treatment of local extinction in CFD fire modeling // Proceedings of the Combustion Institute. 2014. Vol. 35, No. 3. P. 2519–2526.
15. Snegirev A.Yu. Perfectly stirred reactor model to evaluate extinction of diffusion flame // Combustion and Flame. 2015. doi:10.1016/j.combustflame. 2015.06.019.
16. Toro E.F. Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics. A practical introduction. 2nd ed. Berlin Heidelberg: Springer, 1999. 645 p.
17. Deardorff J.W. Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers // J. of Atmospheric Sci. 1972. Vol. 29. P. 91–115.
18. Ramírez-Muñoz J., Soria A., Salinas-Rodríguez E. Hydrodynamic force on interactive spherical particles due to the wake effect // Intern. J. of Multiphase Flow. 2007. Vol. 33, No. 7. P. 802–807.
19. Yu H.-Z. Investigation of spray patterns of selected sprinklers with the FMRC drop size measuring system // Fire Proc. of the 1st Intern. Symp. Hemisphere Publishing Corp. Safety Sci. 1986. P. 1165–1176.
20. Волков К.Н., Емельянов В.Н. Течения газа с частицами. М.: Физматлит, 2008. 600 с.

*Статья поступила в редакцию 30 октября 2014 г.,
после доработки — 14 января 2015 г.*