

УДК 536.423

ОХЛАЖДЕНИЕ ГАЗА В ОБЛАКЕ ИСПАРЯЮЩИХСЯ КАПЕЛЬ

© 2021 г. Н. М. Корценштейн¹, *

¹Объединенный институт высоких температур РАН, ул. Ижорская, д. 13, стр. 2, Москва, 125412 Россия

*e-mail: naumkor@yandex.ru

Поступила в редакцию 15.05.2021 г.

После доработки 17.05.2021 г.

Принята к публикации 19.05.2021 г.

Представлена модель установления теплового равновесия в смеси горячего газа (азота) и холодных капель воды в замкнутом теплоизолированном объеме. Работоспособность принятой модели подтверждена совпадением вычисленных стационарных значений температуры газа и капель и плотности пара с равновесными значениями, следующими из законов сохранения массы и энергии для смеси газ–пар–капли. Проведено численное моделирование охлаждения газа при нагреве и испарении капель. Получены аппроксимационные выражения для времени охлаждения газа в заданном температурном интервале в зависимости от начального радиуса и массовой доли капель. В расчетах наряду с каплями рассмотрены неиспаряющиеся шарики, радиус которых равен начальному радиусу капель, а материал обладает плотностью и теплоемкостью воды. Выяснено, насколько снижается температура газа и сокращается время его охлаждения с учетом испарения.

DOI: 10.31857/S0023291221050062

ВВЕДЕНИЕ

Испарение капель является предметом изучения в течение длительного времени. Тем не менее, это направление исследований продолжает быть актуальным [1, 2], в том числе, в связи с возможными приложениями. Среди них – получение наночастиц методом LPSP (low-pressure spray pyrolysis), включающим испарительное охлаждение капель с образованием в них пересыщенного раствора и его последующим распадом по нуклеационному механизму [3, 4]. Капельные кластеры, образующиеся над локально нагретой поверхностью воды, имеют, по мнению авторов [5], потенциал использования в качестве уникальных биохимических микрореакторов. Результаты исследования процессов испарения–конденсации в таких кластерах представлены в [6]. Моделирование процесса горения в двигателях и топках котлов, работающих на жидком топливе, невозможно без корректного описания процессов нагрева и испарения капель применительно к указанным объектам [7–9]. Газокапельные потоки, в том числе импульсные, предлагается использовать для испарительного охлаждения поверхностей различных аппаратов, включая мощные светодиоды [10–12]. Способность испаряющихся капель охлаждать окружающий их газ используется в кондиционировании. По аналогии предлагается использовать этот эффект для пожаротушения с помощью “водяного тумана” (water mist fire suppression systems) [13–15], а также как способ охла-

ждения потока газа в многоступенчатых компрессорах [16]. В химической технологии зачастую возникает необходимость быстрого охлаждения продуктов реакции для предотвращения образования нежелательных побочных продуктов. В этом случае также может быть предложено охлаждение реакционного объема испаряющимися каплями. Результаты численного моделирования капельного охлаждения продуктов конверсии метана в синтез-газ представлены в [17]. Быстрое охлаждение в рассмотренном случае требуется для предотвращения образования сажи.

Объектом рассмотрения данной работы является смесь горячего газа (азота) и холодных капель воды в замкнутом теплоизолированном объеме. Цель работы – получить соотношения, связывающие время охлаждения газа в заданном температурном интервале, начальные значения радиуса и массовой доли капель. Будет использовано обобщение результатов численного моделирования. На основе указанных соотношений, полученных без привязки к конкретному объекту, можно будет оценивать возможности охлаждения газа испаряющимися каплями воды в различных практических приложениях.

В первой части данной работы описана использованная математическая модель исследуемого процесса, во второй – представлены результаты моделирования и их обсуждение, заключение содержит выводы по работе.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассматривается облако неподвижных капель, равномерно распределенных в замкнутом теплоизолированном объеме V , заполненном газом. В начальный момент времени температура газа выше температуры капель, что определяет тепло- и массообмен между каплями и газом в процессе установления термодинамического равновесия. В рассматриваемых условиях сохраняющимися величинами являются суммарная масса M и внутренняя энергия смеси газ/капли/пар U , а также удельные (на единицу объема смеси) значения массы и внутренней энергии

$$\frac{M}{V} = \rho_g + \rho_d + \rho_v = \rho_g^0 + \rho_d^0 = \text{const}, \quad (1)$$

$$\frac{U}{V} = \rho_g u_g + \rho_d u_d + \rho_v u_v = \text{const}, \quad (2)$$

где ρ_i – плотность i -го компонента, u_i – внутренняя энергия единицы массы i -го компонента; индексы g, d, v относятся соответственно к газу, каплям и пару, верхним индексом 0 отмечены величины в начальный момент времени. В общем случае масса капель в единице объема – плотность капель ρ_d – определяется как

$$\rho_d = \frac{4}{3} \pi \rho_l \int_{r_d^{\min}}^{r_d^{\max}} r_d^3 f(r_d) dr_d, \quad (3)$$

где r_d – радиус капли, ρ_l – плотность вещества капли, $f(r_d)$ – нормированная на число капель в единице объема функция распределения капель по размерам

$$n_d = \int_{r_d^{\min}}^{r_d^{\max}} f(r_d) dr_d. \quad (4)$$

В процессе охлаждения газа число капель не изменяется. В данной работе будет рассмотрен случай монодисперсного распределения, для которого

$$\rho_d = \frac{4}{3} \pi \rho_l n_d r_d^3. \quad (5)$$

С учетом баланса массы компонентов смеси

$$\frac{d\rho_g}{dt} = 0, \quad \frac{d\rho_v}{dt} = -\frac{d\rho_d}{dt} \quad (6)$$

и быстрого выравнивания температур пара и газа в молекулярных столкновениях ($\tau_{vg} \sim 10^{-8}$ с) из выражения (2) следуют уравнения энергии для смеси в целом

$$\begin{aligned} &(\rho_g c_g + \rho_v c_v) \frac{dT_g}{dt} + \rho_d c_d \frac{dT_d}{dt} = \\ &= \frac{d\rho_d}{dt} (\Delta u_{vd}(T_d) + c_v (T_g - T_d)) \end{aligned} \quad (7)$$

и ее компонентов

$$(\rho_g c_g + \rho_v c_v) \frac{dT_g}{dt} = -Q_{gd}, \quad (8)$$

$$\rho_d c_d \frac{dT_d}{dt} = \frac{d\rho_d}{dt} (\Delta u_{vd}(T_d) + c_v (T_g - T_d)) + Q_{gd}. \quad (9)$$

Здесь c_i – изохорная теплоемкость i -го компонента, T – температура, Q_{gd} – количество тепла, передаваемое в единицу времени в единице объема от газа к каплям, Δu_{vd} – изменение внутренней энергии в процессе испарения, связанное с теплотой испарения L и давлением p_v^s и плотностью пара ρ_v^s в состоянии насыщения соотношением

$$\Delta u_{vd}(T) = L(T) - p_v^s(T) / \rho_v^s(T). \quad (10)$$

Теплообмен газа и капель в общем случае включает конвективную и радиационную составляющие,

$$Q_{gd} = Q_{gd}^c \left(1 + \frac{Q_{gd}^R}{Q_{gd}^c} \right). \quad (11)$$

Согласно оценкам по формулам нестационарной теплопроводности [18], в капле воды радиусом ~ 10 мкм относительная разность температур меньше 5% достигается за время $t > \tau_{0.05}^c \approx 5.5$ мкс. Имея в виду рассматривать именно такие капли, при определении конвективной составляющей будем считать профиль температуры в каплях однородным и используем выражение

$$Q_{gd}^c = \left(\frac{3\rho_d}{\rho_l r_d} \right) \frac{\text{Nu}}{2} \lambda_g (T_g - T_d), \quad (12)$$

где λ_g – коэффициент теплопроводности газа, Nu – число Нуссельта; при отсутствии обдува капель газом $\text{Nu} = 2$. Полученное в расчетах с использованием (12) время нагрева капель будет сопоставлено со значением $\tau_{0.05}^c$ для выяснения допустимости предположения об однородном профиле температуры в каплях.

Оценку сверху влияния теплообмена излучением на нагрев капель в случае прозрачного газа дает соотношение

$$\begin{aligned} Q_{gd}^R &= \sigma \left(\frac{3\rho_d}{\rho_l r_d} \right) (T_{\text{wal}} - T_d) \times \\ &\times T_{\text{wal}}^3 \left(1 + \frac{T_d}{T_{\text{wal}}} \right) \left(1 + \left(\frac{T_d}{T_{\text{wal}}} \right)^2 \right), \end{aligned} \quad (13)$$

где T_{wal} – температура стенки, ограничивающей рассматриваемый объем, σ – постоянная Стефана–Больцмана. Принимая равенство температур стенки и газа, получим

$$\frac{Q_{\text{gd}}^{\text{R}}}{Q_{\text{gd}}^{\text{c}}} = \frac{r_{\text{d}}\sigma}{\lambda_{\text{g}}} T_{\text{g}}^3 \left(1 + \frac{T_{\text{d}}}{T_{\text{g}}}\right) \left(1 + \left(\frac{T_{\text{d}}}{T_{\text{g}}}\right)^2\right). \quad (14)$$

Для смеси азота ($T_{\text{g}}^0 = 973 \text{ K}$, $\lambda_{\text{g}} = 0.055 \text{ Вт/(м К)}$) и капель воды ($T_{\text{d}}^0 = 293 \text{ K}$) имеем $Q_{\text{gd}}^{\text{R}}/Q_{\text{gd}}^{\text{c}} \approx 10^3 r_{\text{d}}$. Следовательно, для капель радиусом 10 мкм (10^{-5} м) вкладом радиационной составляющей можно пренебречь. Разумеется, такое утверждение не относится к модели, описывающей поведение капельного кластера под действием излучения лазера [6].

Предполагается, что имеет место независимое испарение отдельных капель. Данное предположение накладывает ограничение на плотность капель. Исходя из требования n -кратного превышения среднего расстояния между каплями по отношению к диаметру капли, имеем

$$\rho_{\text{d}}^0 \leq \frac{\pi}{6} n^{-3} \rho_1. \quad (15)$$

Для капель воды при $n = 10$ $\rho_{\text{d}}^0 \leq 0.52 \text{ кг/м}^3$. Отметим, что накладываемое ограничение удовлетворяется для любых начальных размеров капель. В то же время размер капель определяет режим испарения. Для капель с начальным радиусом $\sim 10 \text{ мкм}$, которые будут рассмотрены в данной работе, скорость испарения определяется процессом диффузии пара от капли. При этом квазистационарное изменение радиуса одиночной капли с учетом стефановского течения описывается выражением [19]

$$\frac{dr_{\text{d}}}{dt} = -\frac{\rho_{\text{vg}} D}{\rho_1 r_{\text{d}}} \left(\ln \frac{(1 - \alpha_1)}{(1 - \alpha_2)} \right). \quad (16)$$

Здесь

$$\alpha_1 = \frac{\rho_{\text{v}}}{\rho_{\text{vg}}}, \quad \alpha_2 = \frac{\rho_{\text{v}}^{\text{s}}}{\rho_{\text{vg}}}, \quad \rho_{\text{vg}} = \rho_{\text{v}} + \rho_{\text{g}} \frac{\mu_{\text{v}}}{\mu_{\text{g}}}, \quad (17)$$

где μ_i – молярная масса i -го компонента смеси.

Скорость нестационарного испарения капли может быть определена следующим образом [19]:

$$\frac{dr_{\text{d}}}{dt} = \left(\frac{dr_{\text{d}}}{dt} \right)_{\text{st}} \left(1 + r_{\text{d}} / \sqrt{\pi D t} \right). \quad (18)$$

Следуя [19], на основе (18) определяем значение $\tau_{0.05}^{\text{D}}$, обеспечивающее (при $t > \tau_{0.05}^{\text{D}}$) вклад нестационарности менее 5%:

$$\tau_{0.05}^{\text{D}} = 400 r_{\text{d}}^2 / \pi D. \quad (19)$$

Для капель воды радиусом 10 мкм и коэффициенте диффузии паров воды в азоте $0.26 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ значение $\tau_{0.05}^{\text{D}} \approx 0.49 \text{ мс}$. В дальнейшем будем использовать для определения скорости испарения капель выражение (16). Полученное в расчетах с использованием (16) время испарения капель будет сопоставлено со значением $\tau_{0.05}^{\text{D}}$ для выяснения допустимости предположения о квазистационарном испарении.

Согласно (5) и при условии $n_{\text{d}} = \text{const}$ уравнение материального баланса для капель в единице объема имеет вид

$$\frac{d\rho_{\text{d}}}{dt} = \frac{3\rho_{\text{d}}}{r_{\text{d}}} \frac{dr_{\text{d}}}{dt}. \quad (20)$$

Решение системы уравнений (8), (9), (16), (20) с учетом (12) позволяет определить изменение температуры и массы компонентов смеси в зависимости от времени. В состоянии теплового равновесия указанные величины можно найти непосредственно из балансовых соотношений согласно (1) и (2). В частности, при неполном испарении капель, когда $\rho_{\text{v}} \leq \rho_{\text{d}}^0$, выражение для температуры смеси θ и распределение компонентов в состоянии теплового равновесия имеют вид

$$\theta = \frac{\rho_{\text{g}} \bar{c}_{\text{g}} T_{\text{g}}^0 + \rho_{\text{d}}^0 c_{\text{d}} T_{\text{d}}^0 + \rho_{\text{v}} (\bar{c}_{\text{v}} - c_{\text{d}}) T_{\text{d}}^0 - \Delta u_{\text{vd}}(T_{\text{d}}^0)}{\rho_{\text{g}} \bar{c}_{\text{g}} + \rho_{\text{d}}^0 c_{\text{d}} + \rho_{\text{v}} (\bar{c}_{\text{v}} - c_{\text{d}})}, \quad (21)$$

$$\rho_{\text{v}} = \rho_{\text{v}}^{\text{s}}(\theta), \quad \rho_{\text{d}} = \rho_{\text{d}}^0 - \rho_{\text{v}}^{\text{s}}(\theta). \quad (22)$$

При полном испарении капель до достижения теплового равновесия

$$\theta = \frac{\rho_{\text{g}} \bar{c}_{\text{g}} T_{\text{g}}^0 + \rho_{\text{d}}^0 (\bar{c}_{\text{v}} T_{\text{d}}^0 - \Delta u_{\text{vd}}(T_{\text{d}}^0))}{\rho_{\text{g}} \bar{c}_{\text{g}} + \rho_{\text{d}}^0 \bar{c}_{\text{v}}}, \quad (23)$$

$$\rho_{\text{v}} = \rho_{\text{d}}^0, \quad \rho_{\text{d}} = 0. \quad (24)$$

Здесь \bar{c}_{g} и \bar{c}_{v} – средне-интегральные значения теплоемкости газа и пара:

$$\bar{c}_{\text{g}} = \int_{\theta}^{T_{\text{g}}^0} c_{\text{g}}(T) dT / (T_{\text{g}}^0 - \theta), \quad (25)$$

$$\bar{c}_{\text{v}} = \int_{T_{\text{d}}^0}^{\theta} c_{\text{v}}(T) dT / (\theta - T_{\text{d}}^0).$$

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Представленная выше модель была применена для смеси азота ($T_{\text{g}}^0 = 973 \text{ K}$, $\rho_{\text{g}} = 1.21 \text{ кг/м}^3$) и капель воды ($T_{\text{d}}^0 = 293 \text{ K}$). Варьируемыми величинами были начальные значения плотности и радиуса капель – ρ_{d}^0 и r_{d}^0 . Для выяснения роли процесса

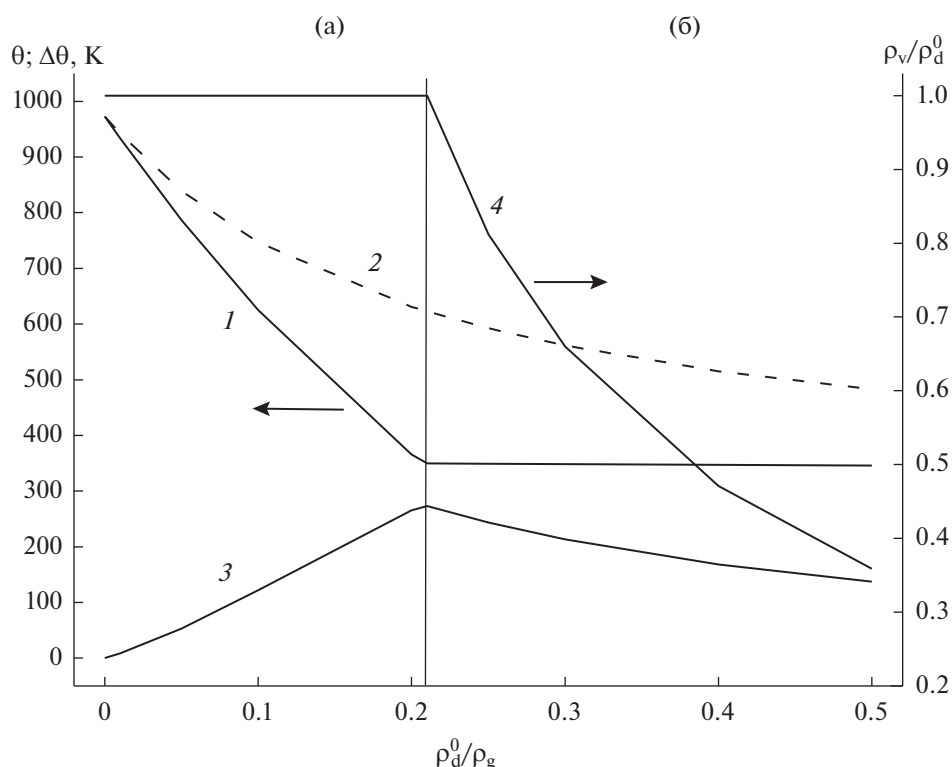


Рис. 1. Температура газа (1, 2) и плотность пара (4), соответствующие тепловому равновесию при различных значениях ρ_d^0/ρ_g . Сплошные кривые – охлаждение газа испаряющимися каплями, штриховые – неиспаряющимися шариками. 3 – Разность равновесных температур. (а) Область полного испарения капель, (б) частичное испарение капель.

испарения в расчетах наряду с каплями рассмотрены неиспаряющиеся шарики, радиус которых равен начальному радиусу капель, а материал, как и капли, обладает плотностью и теплоемкостью воды. Необходимые справочные данные о свойствах азота, водяного пара и воды взяты из [20].

Результаты расчета параметров теплового равновесия в смеси согласно (21)–(24) представлены на рис. 1. Видно, что с точки зрения термодинамики влияние испарения проявляется в возможности достижения более низкой равновесной температуры газа. При увеличении суммарной массы вводимых частиц разность достижимых значений температуры в случае капель и шариков возрастает в области частичного испарения капль и падает в области полного испарения капль, достигая максимальной величины на границе областей. Увеличение массовой доли вводимых капль для снижения равновесной температуры в области полного испарения неэффективно: при увеличении ρ_d^0/ρ_g вдвое снижение θ составляет менее 1%.

Результаты численного интегрирования системы уравнений (8), (9), (16), (20) с учетом (12) для указанных выше условий представлены на

рис. 2–6. Использовалась авторская программа COND-KINET-1 [21].

Изменения температуры газа и капль для случая полного (рис. 2) и частичного (рис. 3) испарения капль показаны на рис. 2, 3. Видно, что с учетом испарения не только достигается более низкая, чем для шариков, стационарная температура, но и охлаждение газа происходит быстрее. Указанный эффект имеет место и для полного испарения капль, и для частичного. В расчетах полное испарение капль моделировалось прекращением счета при уменьшении начального радиуса капли до размера ~ 1 мкм. Неиспарившаяся часть исходной массы капль ($\sim 0.1\%$) не влияла на близость результатов термодинамического (равновесная температура) и кинетического (стационарная температура) подходов. При этом оставалось неизменным количество капль, что было использовано при выводе уравнения (20), и сохранялась возможность использовать выражение для скорости испарения в виде (16).

Рисунки 4, 5 демонстрируют изменение температуры газа в процессе охлаждения испаряющимися каплями при различных начальных значениях массовой доли капль в смеси (рис. 4) и их радиуса (рис. 5). Согласно данным рис. 4, началь-

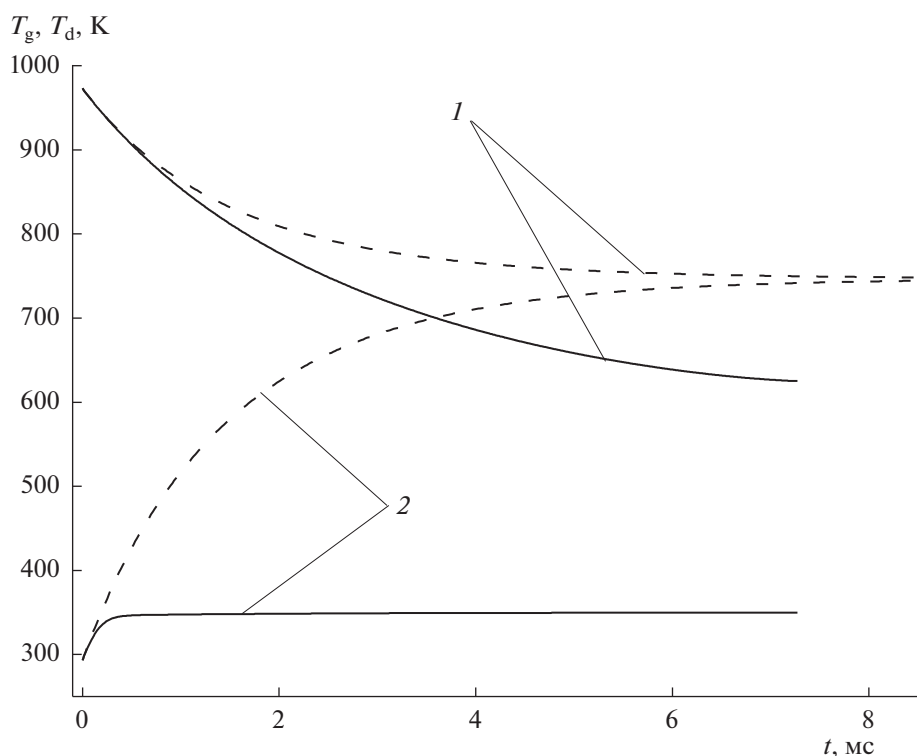


Рис. 2. Изменение температур газа (1), испаряющихся каплей ($r_d^0 = 10$ мкм) и не испаряющихся шариков радиусом 10 мкм (2) в процессе установления теплового равновесия. Сплошные кривые – охлаждение газа испаряющимися каплями, штриховые – не испаряющимися шариками. $\rho_d^0/\rho_g = 0.1$.

ная массовая доля каплей в смеси влияет на скорость охлаждения. Если значение величины ρ_d^0/ρ_g соответствует области полного испарения каплей, ее увеличение позволяет достичь более низкой температуры в конце охлаждения (рис. 4, кривые 1 и 2). Для значений ρ_d^0/ρ_g области частичного испарения каплей (рис. 4, кривые 3 и 4) температура в конце охлаждения слабо зависит от ρ_d^0/ρ_g . Из результатов расчетов выяснилось, что при перенормировке оси времени множителем $(10/r_d^0)^2$ кривые $T_g(t)$ для различных значений r_d^0 совмещаются с соответствующей кривой для $r_d^0 = 10$ мкм (см. рис. 5). По-видимому, это отражает тот факт, что согласно (8) и (12) в начальный момент времени скорость охлаждения газа обратно пропорциональна квадрату начального радиуса капли.

Изменение температуры и плотности каплей при охлаждении газа испаряющимися каплями представлено на рис. 6. Обращает на себя внимание, что нагрев каплей происходит намного быстрее их испарения. Аналогичный эффект отмечен в [4, 17]. Стационарная температура каплей слабо зависит от соотношения начальных масс каплей и

газа. Видно, что характерные времена процессов нагрева и испарения каплей более чем на порядок превышают величины $\tau_{0,05}^c$ и $\tau_{0,05}^D$ соответственно, что подтверждает справедливость использованных допущений об однородном температурном профиле в каплях и квазистационарном испарении. Представленные результаты получены с использованием предположения о моодисперсном распределении каплей. Результаты моделирования испарения полидисперсного ансамбля каплей в работе [22] сопоставлены с аналогичными результатами для моодисперсного приближения и с экспериментальными данными [23]. Можно сказать, что три группы результатов достаточно близки. Аналогичный вывод сделан в [24] при сравнении результатов моделирования гетерогенной конденсации пара на моно- и полидисперсных центрах.

На основании проведенных расчетов полученные данные о времени снижения температуры газа от начального значения T_g^0 до заданного значения T_g . Используются различные значения массовой доли каплей в смеси и их начального радиуса. Для случая $r_d^0 = 10$ мкм эти данные демонстрирует рис. 7. Видно, что испаряющиеся капли быстрее

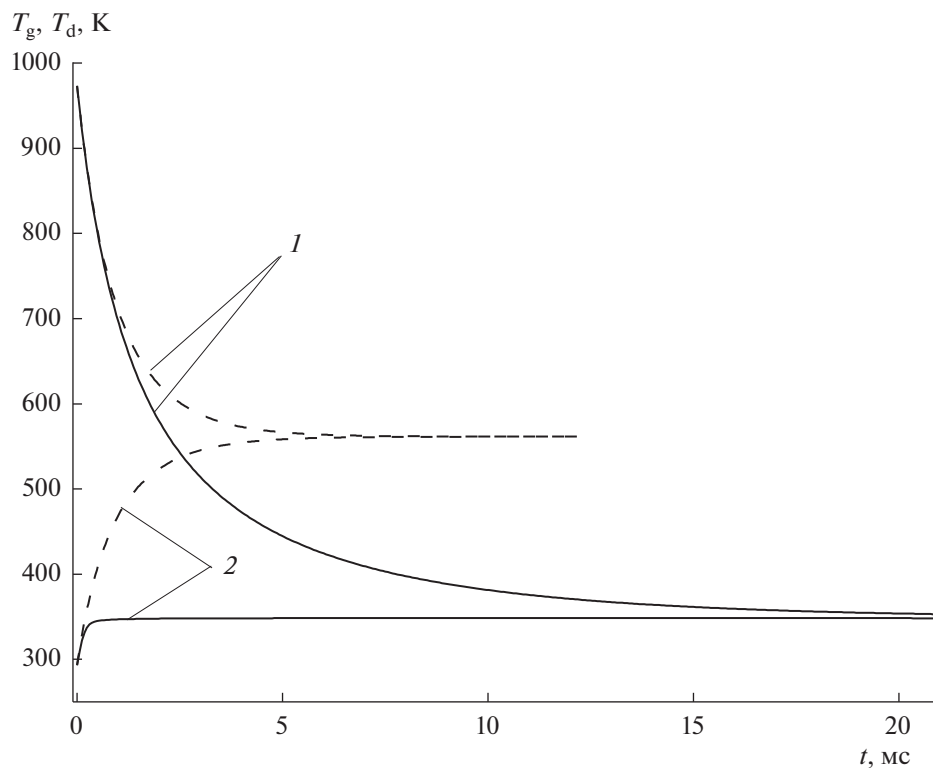


Рис. 3. Изменение температуры газа (1), испаряющихся каплей ($r_d^0 = 10$ мкм) и неиспаряющихся шариков радиусом 10 мкм (2) в процессе установления теплового равновесия. Сплошные кривые – охлаждение газа испаряющимися каплями, штриховые – неиспаряющимися шариками. $\rho_d^0/\rho_g = 0.3$.

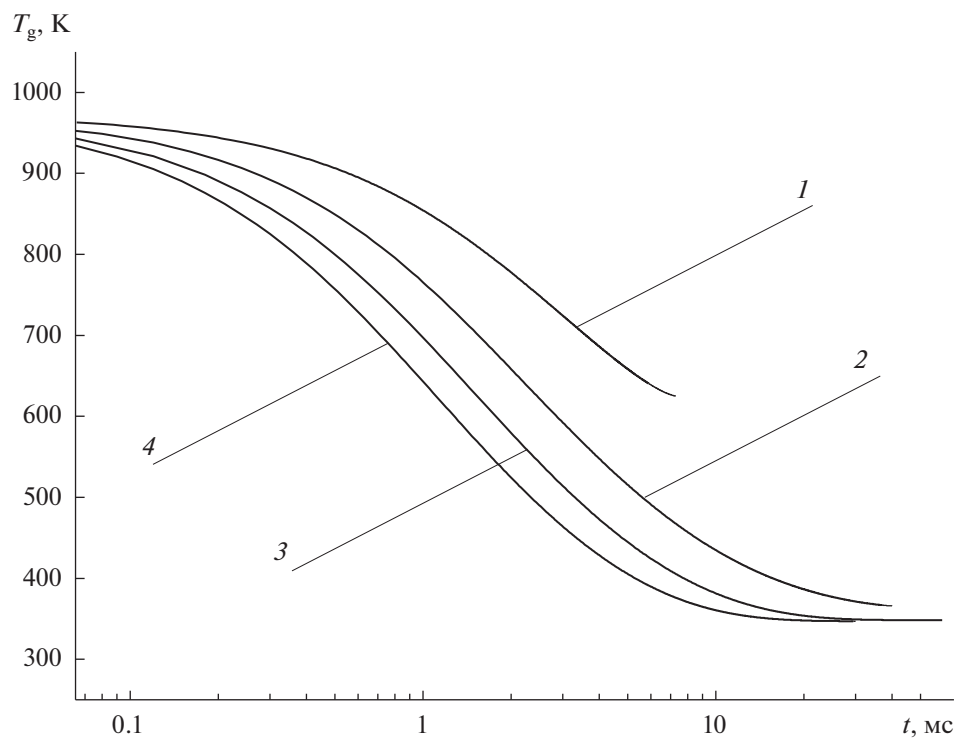


Рис. 4. Изменение температуры газа в процессе охлаждения испаряющимися каплями ($r_d^0 = 10$ мкм) при различных значениях ρ_d^0/ρ_g : 1 – 0.1, 2 – 0.2, 3 – 0.3, 4 – 0.4.

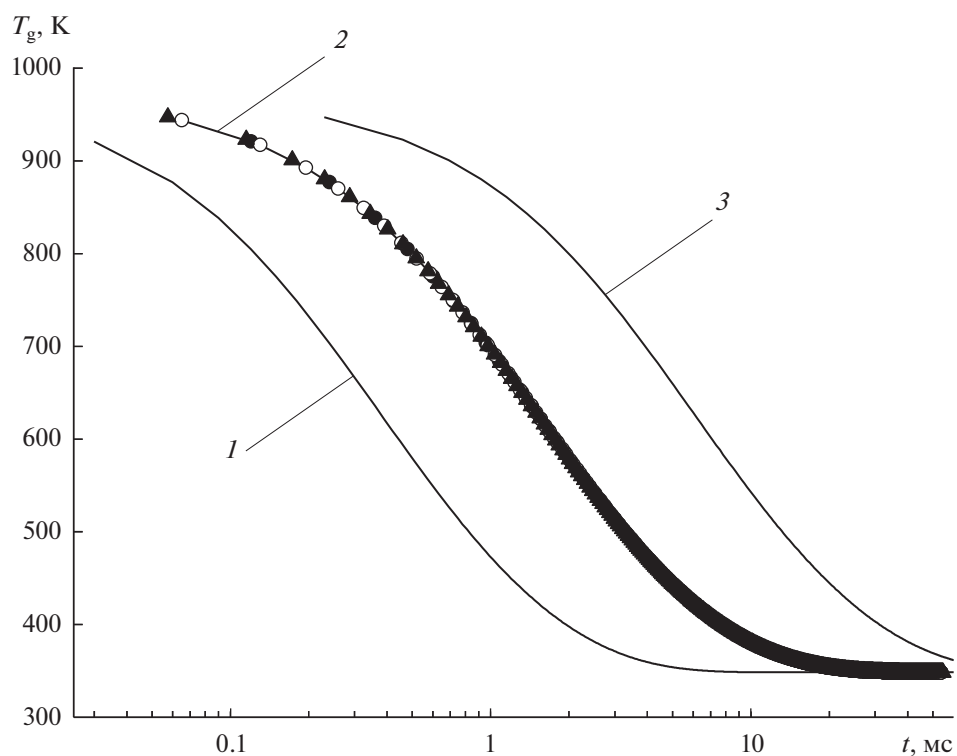


Рис. 5. Изменение температуры газа в процессе охлаждения испаряющимися каплями ($\rho_d^0/\rho_g = 0.3$) при различных значениях r_d^0 : 1 – 5, 2 – 10, 3 – 20 мкм. Сплошные кривые – зависимость от реального времени, значки – зависимость от нормированного времени.

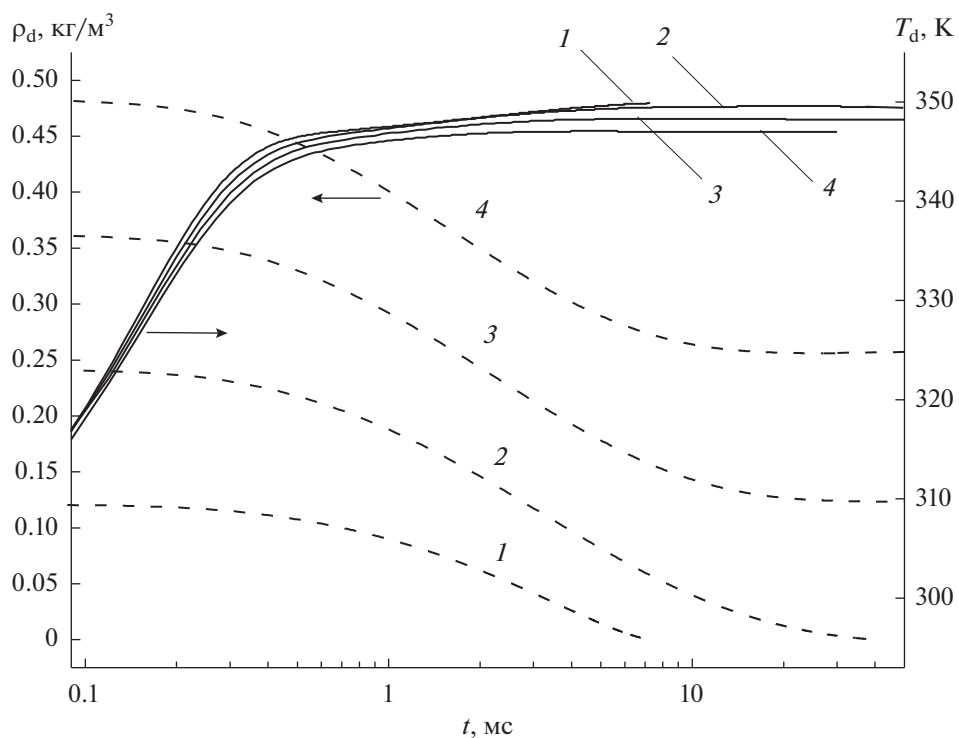


Рис. 6. Изменение температуры (сплошные кривые) и плотности капель (штриховые кривые) в процессе охлаждения газа испаряющимися каплями ($r_d^0 = 10$ мкм) при различных значениях ρ_d^0/ρ_g : 1 – 0.1, 2 – 0.2, 3 – 0.3, 4 – 0.4.

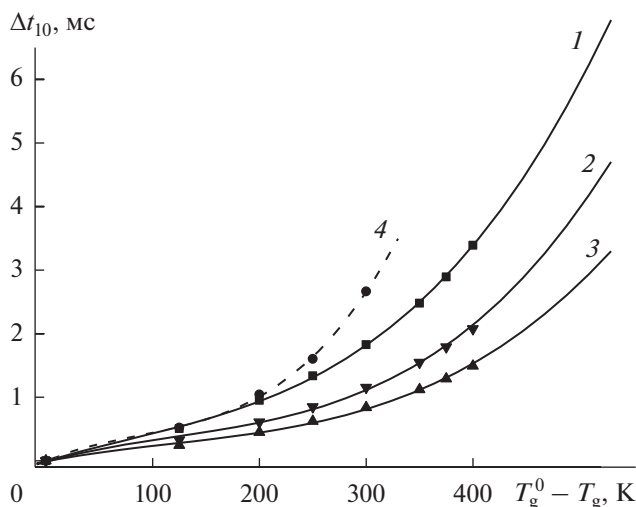


Рис. 7. Время охлаждения газа испаряющимися каплями ($r_d^0 = 10$ мкм, сплошные кривые) и неиспаряющимися шариками радиусом 10 мкм (штриховая кривая) в зависимости от величины температурного интервала при различных значениях ρ_d^0/ρ_g : 1 – 0.2, 2 – 0.3, 3 – 0.4, 4 – 0.2. Значки – результаты расчета, кривые – аппроксимация полиномами третьей степени.

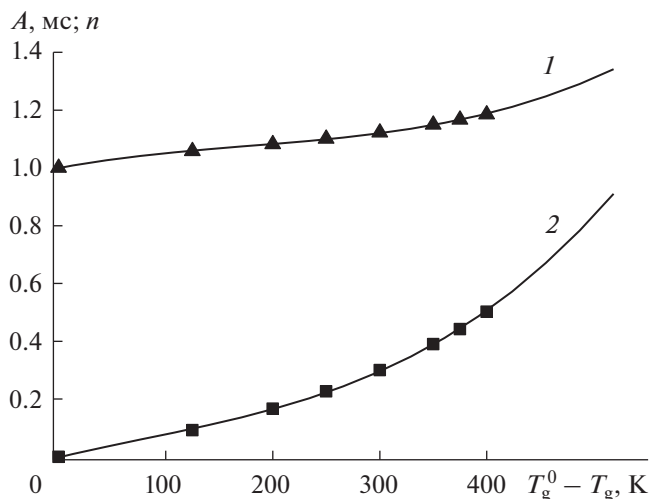


Рис. 8. Параметры степенной аппроксимации величины Δt_T согласно выражению (26): 1 – n , 2 – A . Значки – результаты расчета, кривые – аппроксимация полиномами третьей степени.

охлаждают газ, чем шарики, и до более низких температур. Время охлаждения газа уменьшается с ростом начального значения массовой доли капель ρ_d^0/ρ_g . Для каждого значения ρ_d^0/ρ_g время охлаждения описывается полиномом третьей степени аргумента $y = (T_g^0 - T_g)/1000$. В целом полученные данные могут быть аппроксимированы выражением

$$\Delta t_T = A \left(\frac{r_d^0}{10} \right)^2 \left(\frac{\rho_d^0}{\rho_g} \right)^{-n} \tag{26}$$

Здесь Δt_T – время охлаждения газа от начального значения T_g^0 до заданного значения T_g , начальный радиус капель выражен в мкм, а величина A и время охлаждения выражены в мс. Найденные по результатам численного моделирования значения A и n представлены на рис. 8. Они также описываются полиномами третьей степени:

$$A = -0.00143 + 0.880638y - 1.45544y^2 + 6.07539y^3, \tag{27}$$

$$n = 0.99947 + 0.690143y - 2.19456y^2 + 4.1189y^3. \tag{28}$$

Видно, что с учетом погрешности вычислений при определении времени охлаждения выражения (27) и (28) обеспечивают правильное асимптотическое поведение параметров A и n : при условии $T_g \rightarrow T_g^0$

следует $A \rightarrow 0$, $n \rightarrow 1$, $\Delta t_T \sim (r_d^0)^2 (\rho_d^0)^{-1}$, что соответствует уравнению энергии для газа (8) с учетом (12). Выражения (26)–(28) позволяют определить время охлаждения газа испаряющимися каплями в заданном температурном интервале в зависимости от начальных значений массовой доли и радиуса капель, что соответствует заявленной цели данной работы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Современные возможности численного моделирования позволяют, с одной стороны, дать детальное описание процессов в изучаемом объекте с получением результатов, зачастую применимых только к рассмотренной ситуации. С другой стороны, имеется возможность, упростив постановку задачи, на основе результатов численного моделирования получить обобщающие зависимости. В данной работе была реализована именно такая возможность.

Использована упрощенная модель процесса установления теплового равновесия в смеси горячего газа и холодных капель воды в замкнутом объеме. На основе компьютерной реализации модели определены температура газа, а также масса и температура капель в зависимости от времени. Обобщение данных численного моделирования позволило определить искомые зависимости для времени охлаждения газа. Справедливость принятых упрощающих предположений о квазистационарном испарении и однородном температурном профиле в каплях подтверждена результатами расчетов. Потенциальное влияние учета полидисперсного распределения капель

оценено на основе сопоставления с литературными данными.

Можно предположить, что учет такого неучтенного в модели фактора, как обдув капель газом, привел бы к снижению времени охлаждения. Следовательно, результаты, полученные на основе (26)–(28), дают оценку сверху времени охлаждения газа испаряющимися каплями. Эта информация, полученная без привязки к конкретному объекту, может служить ориентиром при оценке возможностей охлаждения газа испаряющимися каплями воды в различных приложениях. Задачей дальнейших исследований является определение зависимости времени охлаждения от отношения теплоты испарения к начальному теплосодержанию газа, а также рассмотрение процесса охлаждения газа в газокпельном потоке.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Автор благодарен С.А. Фадееву за обсуждение постановки задачи.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zang D., Tarafdar S., Tarasevich Y.Yu., Choudhury M.D., Dutta T. // Phys. Rep. 2019. V. 804. P. 1.
2. Кучма А.Е., Есипова Н.Е., Михеев А.А., Шекин А.К., Ицков С.В. // Коллоид. журн. 2019. Т. 81. С. 724.
3. Nandiyanto A. B. D., Okuyama K. // Adv. Powder Technol. 2011. V. 22. P. 1.
4. Фисенко С.П., Ходыко Ю.А. // Инж.-физ. журн. 2020. Т. 93. С. 1368.
5. Fedorets A.A., Bormashenko E., Dombrovsky L.A., Nosonovsky M. // Phil. Trans. R. Soc. A. 2019. V. 377. 20190121.
6. Dombrovsky L.A., Fedorets A.A., Levashov V.Yu., Kryukov A.P., Bormashenko E., Nosonovsky M. // Int. J. Heat Mass Transfer. 2020. V. 161. 120255.
7. Фролов С.М., Басевич В.Я., Посвянский В.С., Сметанюк В.А. // Хим. физика. 2004. Т. 23. № 7. С. 49.
8. Kryukov A.P., Levashov V. Yu., Sazhin S. S. // Int. J. Heat Mass Transfer. 2004. V. 47. P. 2541.
9. Sazhin S.S. // Fuel. 2017. V. 196. P. 69.
10. Gatapova E.Ya., Sahu G., Khandekar S., Hu R. // Appl. Therm. Eng. 2021. V. 184. 116270.
11. Terekhov V.I., Karpov P.N., Nazarov A.D., Serov A.F. // Int. J. Heat Mass Transfer. 2020. V. 158. 120057.
12. Saverchenko, V.I., Fisenko, S.P. Evaporative cooling of the substrate by pulse-periodic spray with femtoliter droplets. Preprint, March 2021. <https://doi.org/10.13140/rg.2.2.23363.73766>
13. Yao B., Chow W.K. // J. Appl. Fire Sci. 2001. V. 10. P. 277.
14. Zhdanova A.O., Volkov R.S., Voytkov I.S., Osipov K.Y., Kuznetsov G.V. // Int. J. Heat Mass Transf. 2018. V. 126. P. 703.
15. Kuznetsov G.V., Kralinova S.S., Voytkov I.S., Islamova A.G. // Appl. Sci. 2019. V. 9. 5190. <https://doi.org/10.3390/app9235190>
16. Беркович А.Л., Полищук В.Г., Назаренко А.В. // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского политехнического университета. 2015. № 2 (219). С. 33.
17. Деревич И.В., Фокина А.Ю. // Инженерный журнал: наука и инновации. 2013. Вып. 8. <http://engjournal.ru/catalog/mathmodel/hidden/886.html>.
18. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967.
19. Fuchs N.A. Evaporation and Droplet Growth in Gaseous Media. New York: Pergamon Press, 1959.
20. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.
21. Корценштейн Н.М., Герасимов Г.Я., Петров Л.В., Шмельков Ю.Б. // Теплоэнергетика. 2020. № 9. С. 6.
22. Ягодников Д.А., Антонов Ю.В., Власов Ю.Н. // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. “Машиностроение”. 2011. № 4. С. 71.
23. Терехов В.И., Терехов В.В., Шишкин Н.Е., Би К.Ч. // Инж.-физ. журн. 2010. Т. 83. С. 829.
24. Корценштейн Н.М., Ястребов А.К. // Коллоид. журн. 2016. Т. 78. С. 444.