

УДК 533.92

**КИНЕТИКА КОНДЕНСАЦИИ ШЛАКА В КАНАЛЕ
МГД-ГЕНЕРАТОРА. КВАЗИСТАЦИОНАРНАЯ КОНДЕНСАЦИЯ***Жуховицкий Д. И., Храпак А. Г., Якубов И. Т.*

Аналитически исследован процесс объемной конденсации минеральной части продуктов сгорания в канале МГД-генератора. Рассмотрена последняя стадия процесса конденсации, на которой система близка к равновесной и возможен процесс коалесценции. Рассматривается также влияние крупных капель, имеющих на входе в канал. Приводится пример расчета для конкретных условий в МГД-канале.

В работе авторов [1] сформулирована постановка задачи о конденсации шлака в канале МГДГ и рассмотрены две первые стадии этого процесса, на которых происходит образование зародышей и быстрый рост капель шлака. На рис. 1, 2 приведены результаты расчета степени пересыщения паров шлака S , концентрации капель n_d и их среднего радиуса \bar{r} в зависимости от расстояния L от входа в канал. Эти результаты получены для конкретных параметров канала и состава продуктов сгорания, свойства которых описаны в [1]. Видно, что на стадии быстрого роста степень пересыщения резко падает и конденсация стремится привести шлаковую подсистему в состояние локального термодинамического равновесия. Однако в канале МГДГ температура и давление продуктов сгорания достаточно сильно меняются. Поэтому шлаковая подсистема пар — конденсат не успевает в каждый момент времени достичь равновесия с продуктами сгорания. Она может лишь подстраиваться под изменения температуры и давления, отставая от них. Таким образом, возникает квазистационарное состояние, описанию которого посвящена данная работа. Кроме того, в ней выясняется роль больших капель, поступающих на вход в канал из камеры сгорания, проведено обсуждение основных результатов и принятых предположений. Используем те же обозначения, что и в [1].

Квазистационарность, коалесценция. Эволюция капель, зависящая, прежде всего, от величины пересыщения S , определяется двумя факторами — скоростью изменения внешних условий и кривизной капель (их дисперсностью). Если средний радиус капель значительно превышает их критический радиус (т. е. степень дисперсности γ достаточно мала), подавляющая часть капель может только расти, а степень дисперсности при этом практически не изменяется. Согласно оценке (см. [1]), коагуляцию капель в канале можно не учитывать. В этом случае преобладает первый фактор и степень конденсации x подстраивается под изменения внешних условий. В противоположном случае количество капель с размерами, меньшими и большими критического, сравнимо. Маленькие капли испаряются и исчезают. Степень дисперсности уменьшается, протекает процесс коалесценции. В этом случае изменение внешних условий мало сказывается на степени пересыщения, а релаксация определяется только свойствами самой шлаковой подсистемы.

В реальных условиях, как будет показано ниже, после стадии быстрого роста возможна коалесценция. Но спустя некоторое время (как правило, малое по сравнению со временем пролета канала) степень дисперсности перестает изменяться.

Рассмотрим условия, в которых степень дисперсности γ остается неизменной. Пересыщение к концу этапа быстрого роста становится близким к единице (см. рис. 1)

$$\Delta S(t) = S(t) - 1 \ll 1, \quad t > t_2, \quad (1)$$

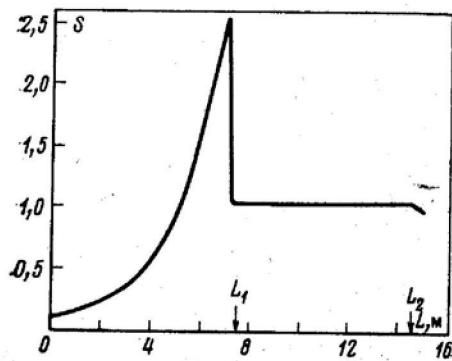


Рис. 1. Распределение степени пересыщения паров шлака по длине канала

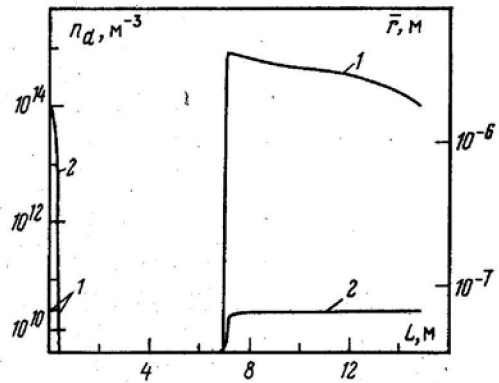


Рис. 2. Концентрация капель (1) и их средний радиус (2) в канале

поэтому нельзя пренебречь кривизной капле, и уравнение роста капли приобретает вид [2]

$$dg/dt = \tau^{-1} g^{3/2} (1 - S^{r^*/r-1}). \quad (2)$$

Усредняя (2) по размерам капель и вводя $x = \bar{g}v^3$, получим вместо формулы (31) из [1] следующее уравнение:

$$dx/dt = x^{3/2} v (1-x) (1 - S^{r^*/r-1}) / \tau_1, \quad (3)$$

где $\bar{r} = x^{1/2} d / v$ — средний радиус капель; d — характерный размер молекулы шлака. Заметим, что при усреднении по размерам капель предполагаются справедливыми равенства $\bar{g}^{3/2} \approx \bar{g}^{3/2}$ и $\bar{r}^{-1} \approx \bar{r}^{-1}$. Преобразуя правую часть (3) при условии (1), получим

$$dx/dt = vx^{3/2} (1-x) ((1-x)S - 1 - \delta x^{-1/2}) / \tau_1, \quad (4)$$

где $\delta = 2\sigma v / n_i k T d$.

Решение уравнения (4) ищем в виде

$$x(t) = x^0(t) + \Delta x(t),$$

где $x^0(t)$ — решение стационарного уравнения (4), т. е.

$$x^0(t) \approx 1 - (1 + \delta) / S. \quad (5)$$

Величина $x^0(t)$ мало отличается от единицы, так как в типичных для МГДГ условиях при $t > t_2$ выполняются неравенства $S(t) \gg 1$, $\delta \ll 1$. Присутствие δ в [5], учитывающее конечную кривизну капле, приводит к отклонению стационарного решения x^0 от локально-равновесного, равного $1 - S^{-1}$.

Заметим, что этап квазистационарности является довольно длительным. Поэтому в (5) нельзя пренебречь зависимостью от времени, в первую очередь, величины S . Предположим теперь, что отклонение Δx от стационарности мало и $\Delta x(t)$ быстро подстраивается под сравнительно медленно изменяющиеся внешние условия, а именно потребуем выполнения неравенств

$$|\Delta x| \ll x^0, \quad |d\Delta x/dt| \ll |dx^0/dt|. \quad (6)$$

Тогда, подставляя (6), (5) в (4), получим

$$\Delta x(t) \approx -\frac{\tau_1}{v(1+\delta)} \frac{d}{dt} \left(\frac{1+\delta}{S} \right) x^{0-3/2} + \delta x^{0-3/2} S^{-1}. \quad (7)$$

Неравенства (6) определяют границы применимости приближения квазистационарности. Критерием является малость времени релаксации по сравнению с характерным временем изменения величины x^0 ($\tau_\Delta \ll \tau_0$). Время релаксации можно получить, рассмотрев, каким образом затухает малое возмущение $\Delta x \sim \exp(-t/\tau_\Delta)$, где $\tau_\Delta = \tau_1 / v(1+\delta)$. Естественно, что

по мере увеличения дисперсности, т. е. увеличения суммарной поверхности капель, τ_Δ убывает. Вводя время $\tau_0 = (dx^0/dt)^{-1}$, запишем критерий квазистационарности в виде

$$\frac{\tau_\Delta}{\tau_0} = \frac{\tau_1}{\nu(1+\delta)} \frac{d}{dt} \left(\frac{1+\delta}{S} \right) \ll 1. \quad (8)$$

Поскольку S изменяется со временем быстрее, чем δ , (8) можно переписать в виде

$$\frac{\tau_\Delta}{\tau_0} = \frac{\tau_1}{\nu} \frac{1}{S} \left| \left(\frac{q}{T} \frac{T}{T} - \frac{\dot{p}}{p} \right) \right| \ll 1. \quad (9)$$

Из формул (5), (7) следует, что на этапе квазистационарности степень пересыщения S определяется выражением

$$S = (1-x)S \simeq 1 + \tau_1 \nu^{-1} x^0 - \nu^2 d \ln S / dt + x^0 - \nu^2 \delta. \quad (10)$$

Она зависит от скорости изменения S , определяемой скоростями изменения температуры и давления среды, и от кривизны капель, характеризуемой параметром δ . Легко убедиться, что первый фактор должен превалировать, т. е. должно выполняться

$$\tau_1 \nu^{-1} d \ln S / dt > \delta. \quad (11)$$

В противном случае $S \simeq 1 + \delta x^0 - \nu^2$. Тогда изменение S может быть вызвано лишь изменением кривизны капель, т. е. изменением степени дисперсности ν .

Действительно, степень дисперсности можно считать постоянной, когда лишь незначительная часть капель имеет радиусы, меньшие критического. В противном случае ν изменяется вследствие того, что капли меньше критических испаряются, а испаряющееся вещество конденсируется на каплях, размер которых превышает критический. Этот процесс, называющийся коалесценцией, приводит к уменьшению ν . Для ответа на вопрос, происходит коалесценция или нет, надо, вообще говоря, знать функцию распределения капель по размерам $f(r, t)$. Ее можно установить, проследив рост капель, возникших в разные моменты времени при $t < t_2$. Однако можно записать нужное неравенство, используя грубую характеристику распределения — его полуширину Δr . Очевидно, что степень дисперсности не меняется, пока

$$\bar{r} - r^* > \Delta r. \quad (12)$$

Для оценки можно считать, что $\Delta r \simeq \bar{r}/2$. Тогда, выражая r^* с помощью (10) и подставляя затем в (12) $\bar{r} \simeq x^0 d / \nu \simeq d / \nu$, приведем (12) к следующему виду:

$$\nu < \nu_c = \left(\frac{n_1 k T d \tau_1}{2\sigma} \frac{d \ln S}{dt} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

Заметим, что (13) совпадает с неравенством (11). Легко убедиться, что при $\nu \ll \nu_c$ выполняется $r^* \ll \bar{r}$.

Таким образом, если по окончании этапа быстрого роста неравенства (8), (13) выполняются одновременно, то происходит переход в квазистационарный режим с постоянной дисперсностью. Если же $\nu > \nu_c$, начинается коалесценция, уменьшающая ν до величины ν_c ; после этого дисперсность опять перестает уменьшаться. Поэтому ν_c имеет смысл предельно возможной степени дисперсности, которую можно ожидать на выходе из канала.

Процесс коалесценции рассмотрен в [3, 4] в задаче о росте зерен конденсации, выпавших в осадок в пересыщенном растворе. Поток растворенного вещества записывался в диффузионном приближении. Представляет интерес коалесценция мелких капель. Поэтому, используя метод, развитый в [3], запишем решение в кнудсеновском приближении.

Функция распределения капель по размерам $f(r, t)$ удовлетворяет уравнению непрерывности

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(\dot{r}f) = 0 \quad (14)$$

и нормирована так, что

$$\int_0^{\infty} f(r, t) dr = n_s \quad (15)$$

Уравнение (14) описывает «диффузию по размерам» при приближении системы к положению локального равновесия. Кроме того, функция $f(r, t)$ удовлетворяет уравнению сохранения полной массы шлага в любом сечении канала

$$n_i \int_0^{\infty} \frac{4\pi}{3} r^3 f(r, t) dr + n_v = n_s \quad (16)$$

Изменение размеров капель в кнудсеновском режиме при малых отклонениях от равновесия ($S-1 \ll 1$) описывается уравнением

$$dr/dt = \kappa(1/r^* - 1/r), \quad (17)$$

где $\kappa = 2d\sigma/3\tau k T n_i$. Это уравнение отличается от уравнения роста в диффузионном приближении. Учитывая это, можно, повторяя рассуждения [3], показать, что асимптотика решения системы (14)–(17) при больших t имеет вид

$$r^*(t) \simeq (r_0^{*2} + \kappa t/2)^{1/2}, \quad \bar{r}(t) \simeq 0,9r^*(t), \quad (18)$$

где r_0^* — критический радиус в момент начала коалесценции. Функция распределения капель по размерам имеет вид

$$f(r, t) = A(r^*(t))^{-4} P(r/r^*(t)), \quad (19)$$

где A — нормировочная константа,

$$P(u) = 2(2e)^3 u \exp(-6/(2-u))/(2-u)^5 \quad (20)$$

Полуширина функции распределения оказывается порядка $\bar{r}/2$.

Опираясь на полученное решение, можно показать, что концентрация капель с ростом времени падает пропорционально $(r^*(t))^{-3} \sim t^{-3/2}$, что приводит к уменьшению степени дисперсности ν .

В рассматриваемом конкретном канале МГДГ (см. [1]) по окончании стадии быстрого роста степень дисперсности $\nu = 3,13 \cdot 10^{-3}$ оказалась весьма близкой к предельной величине $\nu_c = 3,07 \cdot 10^{-3}$. Поэтому коалесценция в этих условиях заметной роли не играет.

Результаты расчета по формуле (10) представлены на рис. 1, 2. На участке канала от $L_1 = t_2 v_n \simeq 7,1$ м (v_n — скорость потока продуктов сгорания) до $L_2 \simeq 14,5$ м степень пересыщения оказывается очень близкой к единице ($S \simeq 1,03$). При этом имеет место незначительный рост S . Правее точки L_2 S становится меньше единицы. Это связано с изменением знака производной $d \ln S/dt$ вследствие уменьшения давления продуктов сгорания. Поэтому конденсация сменяется испарением капель, и формула (10) становится неприменимой. Однако, поскольку расстояние от L_2 до конца канала мало, основные параметры, характеризующие систему, заметно измениться не успевают.

Степень конденсации и средний радиус капель медленно возрастают до значений $x = 0,99$ и $\bar{r} = 6,8 \cdot 10^{-8}$ м на выходе из канала.

Условие квазистационарности (8) выполняется; на участке от L_1 до L_2 справедливо соотношение $\tau_{\Delta}/\tau_0 \simeq 10^{-3}$.

Влияние больших капель. До сих пор процесс конденсации рассматривался в предположении, что в начале канала весь шлаг находится в газовой фазе. Как отмечалось в [1], на вход канала обычно поступают круп-

ные капли шлака с радиусом $r_0 \gg 1$ мкм. Эволюцию капель, состоящих из окиси алюминия, обсудим ниже. Предположим, что на вход в канал поступает некоторое количество микронных капель, состоящих из окиси кремния. Тогда возможны два качественно различных случая. Если сначала температура достаточно велика (степень пересыщения мала), капли будут быстро испаряться и могут полностью исчезнуть за время $t < t_1$. В этом случае в объемной конденсации будет участвовать весь шлак, поступивший в канал. Если же в начале канала степень пересыщения достаточно близка к единице, то даже при $t > t_1$ доля шлака в крупных каплях χ_1 может быть сравнима с суммарной долей шлака в паре и мелких каплях χ_2 . Несмотря на это, суммарная поверхность больших капель мала по сравнению с суммарной поверхностью мелкодисперсных капель, образовавшихся при объемной конденсации. Чем больше поверхность подсистемы, тем быстрее идут в ней процессы конденсации и испарения. Поэтому объемная конденсация может рассматриваться как быстрый процесс, протекающий на фоне медленных процессов испарения или роста больших капель. Фактически наличие больших капель приводит лишь к слабой зависимости от времени суммарной доли шлака в паре и мелких каплях χ_2 .

Выясним, как изменяется радиус больших капель при движении по каналу. Радиус этих капель значительно превышает длину свободного пробега молекул шлака в газе продуктов сгорания. Поэтому число молекул шлака, конденсирующееся (испаряющееся) за единицу времени, определяется диффузионным потоком j молекул шлака на каплю

$$\frac{dg}{dt} = \frac{1}{d^3} \frac{dr^3}{dt} = 4\pi r^2 j = 4\pi r (n_v - n_s) D, \quad (21)$$

где $D = 3v/8n_s\rho^2$ — коэффициент диффузии; πr^2 — среднее сечение рассеяния молекул шлака на атомах и молекулах газа; n_s — концентрация паров шлака над поверхностью капли. Пренебрегая зависимостью n_s от радиуса капли, можно считать n_s равной концентрации насыщенных паров над плоской поверхностью. Уравнение (21) перепишем в виде

$$d(r^2)/dt = \pi d^3 p_s v (S - 1) / \rho^2 p. \quad (22)$$

Величина $S(t)$, входящая в правую часть уравнения (22), зависит от количества шлака, сконденсировавшегося или испарившегося с больших капель. Поэтому, вообще говоря, уравнение (22) не имеет аналитического решения. Однако при малой начальной степени пересыщения ($S(0) \ll 1$), радиус больших капель можно оценить следующим образом:

$$r \approx \left(r_0^2 - \frac{\pi d^3}{\rho^2} \left(\frac{p_s v}{p} \right) \Big|_{t=0}^t \right)^{1/2}, \quad (23)$$

где r_0 — радиус капли на входе в канал. Полагая для оценки $\rho \approx d$, получим, что полное испарение капель с размером 2 мкм произойдет на расстоянии $\approx 0,3$ м от начала канала, т. е. задолго до начала объемной нуклеации. В этом случае наличие капель такого размера в начале канала никак не сказывается на процессе дальнейшей конденсации.

В противоположном случае, когда $S(0) - 1 \ll 1$, можно воспользоваться тем, что доля шлака в крупных каплях (и, следовательно, их радиус) изменяется мало. Последнее всегда справедливо при $t > t_2$, когда $S - 1 \ll 1$. В таком приближении влияние больших капель на конденсацию может быть рассмотрено следующим образом. Все формулы, использованные ранее, в том числе в [1], останутся справедливыми, если произвести замену величины χ на χ_2 . При этом величина $n_s = \chi_2 n_g$ имеет смысл числа молекул шлака в единице объема за вычетом молекул, содержащихся в больших каплях.

В нулевом приближении $\chi_2^{(0)}$ примем равной постоянной величине — доле шлака в паре в начале канала. Тогда

$$S = S^{(0)} = (1 - x) \chi_2^{(0)} p / p_s, \quad (24)$$

и можно записать решение уравнения (22) в виде

$$r(t) = \left(r_0^2 + \frac{\pi d^3}{\rho^2} \int_0^t \frac{p_s}{p} (S^{(0)} - 1) v dt' \right)^{1/2}. \quad (25)$$

В первом приближении

$$\chi_2^{(1)}(t) = \chi_2^{(0)} + \Delta \chi_2(t), \quad (26)$$

$$\Delta \chi_2(t) = -\frac{3}{2} \pi d^3 (r_0 \rho)^{-2} \chi_1^{(0)} \int_0^t \frac{p_s}{p} (S^{(0)} - 1) v dt',$$

где $\chi_1^{(0)}$ — доля шлака в больших каплях в начале канала. Тогда при $t < t_m - \Delta t_m$

$$S^{(1)} = S^{(0)} (1 + \Delta \chi_2 / \chi_2^{(0)}). \quad (27)$$

Теперь время t_m (как и все величины, характеризующие нуклеацию) становится зависящим от соотношения χ_1 и χ_2 .

Обсуждение. Итак, рассмотрение сложного процесса объемной конденсации и испарения шлака в канале МГДГ может быть сведено к рассмотрению существенно более простых, слабо перекрывающихся стадий этого процесса. Наиболее важными моментами, позволяющими существенно упростить решение задачи на стадии взрывной конденсации, являются: малость времени действия источника, что позволяет рассматривать систему при постоянных внешних условиях, а также быстрый рост поверхности зародышей, приводящий к тому, что уже при $t = t_m$ основную роль играет рост имеющихся зародышей, а не образование новых. На следующей стадии наиболее важными моментами являются постоянство числа образовавшихся ранее капель и их быстрый рост. На третьей стадии (по времени самой длительной) наиболее важна близость пересыщения к единице и квазистационарность системы. При этом в случае малой дисперсности кинетика процесса конденсации шлака определяется, прежде всего, характером изменения внешних условий, а количество капель практически не меняется. В случае достаточно большой дисперсности возможна коалесценция. При этом определяющую роль играют свойства самой шлаковой подсистемы. Степень дисперсности падает до тех пор, пока не достигнет критического значения v_c , после чего коалесценция прекращается.

Наличие больших капель приводит к медленному перераспределению долей шлака между большими каплями, с одной стороны, и паром и мелкими каплями, образовавшимися в результате объемной нуклеации, — с другой. Распределение капель по радиусам в конце канала является одномодальным, если крупные капли успели испариться на начальном участке канала, и бимодальным в противном случае.

Результаты данной работы находятся в качественном согласии с результатами численных расчетов, выполненных в [5–7] и обсуждавшихся в [1]. Полученные значения максимальной степени пересыщения и среднего радиуса капель совпадают по порядку величины с соответствующими значениями из работ [5–7]. Причина некоторых расхождений заключается, главным образом, в различии распределений температуры и давления продуктов сгорания вдоль канала.

Обсудим теперь справедливость высказанных ранее предположений общего характера, позволивших существенно упростить задачу.

В [1] при рассмотрении стадии нуклеации сделано предположение, что температура капель шлака T_a равна локальной температуре газа T . Однако выделение скрытой теплоты испарения при конденсации приводит к определенному повышению температуры капель по сравнению с T , т. е. к их перегреву. Чтобы оценить разность $\Delta T = T_a - T$, запишем уравнение теплового баланса капли

$$(c_d g / 4\pi r^2) dT_a / dt = v k q (n_v - n_s(T_a)) - n_s v c_s \Delta T, \quad (28)$$

где c_d — теплоемкость на одну молекулу конденсата; c_g — средняя теплоемкость молекулы продуктов сгорания; r — радиус капли. При записи (28) сделано предположение, что фактором, выравнивающим температуры, являются столкновения молекул газа с каплями (оценки показывают, что роль радиационного теплообмена здесь мала). Коэффициент аккомодации молекулы газа принят равным единице. С помощью уравнения (28) можно показать, что характерное время выравнивания температур капли и газа

$$\tau_T \approx c_d g / 4\pi r^2 n_g c_g v. \quad (29)$$

Наибольший перегрев капель происходит, очевидно, на участках нуклеации и быстрого роста. Поэтому условие квазистационарности решения уравнения (28) можно записать в виде

$$\tau_T \ll \Delta t_m, \Delta t_g. \quad (30)$$

В рассматриваемом примере $\tau_T / \Delta t_m (\Delta t_g) \sim 10^{-2} \ll 1$, так что при условии $\Delta T / T \ll 1$ уравнение (28) приводится к виду

$$1 - S^{-1} \exp(q\Delta T / T^2) = c_g \Delta T / kq\chi(1-x). \quad (31)$$

Множитель $\exp(q\Delta T / T^2)$ в левой части уравнения (31) учитывает, что при повышении температуры капли увеличивается число молекул, испаряющихся с ее поверхности. На стадии нуклеации, когда степень конденсации x мала, $S \approx S$, и (31) превращается в трансцендентное уравнение, решение которого $\Delta T(L)$ определяет перегрев капли как функцию расстояния, пройденного в канале (при $L \approx 7$ м $\Delta T \approx 41$ К). Условием, определяющим возможность пренебрежения перегревом, как видно из уравнения (30), является неравенство $q\Delta T / T^2 \ll 1$, которое в приводимом примере плохо выполняется, поскольку $q/T \gg 1$. Строгое решение задачи с учетом перегрева может быть получено, если в уравнениях (13), (18) работы [1] произвести замену $l = 1 - S^{-1}$ на $l' = 1 - S^{-1} \exp(q\Delta T / T^2)$. При этом оказывается, что точка максимального пересыщения сдвигается несколько вниз по потоку, увеличивается число образовавшихся капель и $S_m = 2,6$ при $L_m = 7,1$. Концентрация капель $n_d = 2,7 \cdot 10^{15}$ м⁻³. Как показано в данной работе, вследствие коалесценции величина n_d снижается до значения, определяемого критической степенью дисперсности v_c (см. (13)). Это значение близко к значению n_d , полученному в [1].

До сих пор рассматривалась объемная конденсация шлака. Естественно, что конденсация имеет место и на поверхностях стенок канала. Очевидно, что в достаточно большом канале влияние поверхностных эффектов на объемные будет не очень велико. Обратное, однако, не справедливо. Поэтому при выяснении свойств поверхностных пленок шлака важно учитывать, каким образом объемная конденсация изменяет соотношение долей минеральной части в паре и в каплях.

Если длина канала достаточно мала, объемная конденсация может не успеть произойти в канале, а будет иметь место в диффузоре или даже в бойлере. Последнее не менее важно, так как влияние капель шлака необходимо учитывать при расчете теплообмена и при разработке системы вывода присадки.

В данной работе рассматривалась конденсация только окиси кремния, составляющей около половины всей минеральной части угля. Примерно 30% ее приходится на окись алюминия, остальную часть составляют окислы железа, кальция, магния и калия. Температуры кипения и теплоты парообразования значительно различаются у различных компонент шлака. Так, тугоплавкая окись алюминия Al_2O_3 ($T_{пл} \approx 2300$ К) при высоких температурах в камере сгорания переходит в жидкое состояние. Давление насыщенных паров этого окисла в канале настолько мало, что он находится в конденсированном состоянии. Остальные компоненты минеральной части и присадка находятся в паровой фазе, не конденсируясь в виде чистых компонент. Таким образом, в сложной многокомпонентной системе, которую представляют собой продукты сгорания твердых топлив, внутри канала гомогенно может конденсироваться лишь окись кремния.

Остальные минеральные компоненты топлива могут налипать на поверхность имеющихся капель, диффундировать внутрь капель и образовывать сложные химические соединения и их растворы. В настоящее время эти процессы изучены недостаточно и возможны лишь грубые оценки.

До сих пор рассмотрение конденсации минеральной части проводилось без учета наличия заряженных частиц. Для эффективной работы МГД-канала необходима высокая проводимость рабочего тела, которая достигается введением щелочной присадки в продукты сгорания. Присутствие заряженных частиц может влиять на протекание процесса конденсации шлага, а наличие мелкодисперсной фазы, в свою очередь, может изменить равновесную степень ионизации плазмы продуктов сгорания. Обсудим сначала первый эффект. Известно, что электрический заряд облегчает образование зародышей. Критический радиус заряженных капель уменьшается, соответственно изменяется и скорость образования зародышей. Поэтому вместо формулы (4) из [1] для скорости образования зародышей запишем [8]

$$I = \frac{n_v^2}{n_s n_e} \left(\frac{\sigma}{m_e} \right)^{1/2} (e^{-\Delta\Phi_0/kT} + \eta e^{-\Delta\Phi_e/kT}), \quad (32)$$

где $\Delta\Phi_0$, $\Delta\Phi_e$ — изменения термодинамического потенциала, соответствующие образованию капли с радиусом, равным критическому, без участия и при участии иона соответственно; $\eta = n_i/n_e$; n_i — концентрация ионов, определяемая формулой Саха; $\Delta\Phi_0$ и $\Delta\Phi_e$ задаются выражениями

$$\Delta\Phi_0 = \frac{4\pi}{3} \frac{r^*{}^2 \sigma}{kT},$$

$$\Delta\Phi_e = \frac{4\pi}{3} \frac{r_e^*{}^2 \sigma}{kT} \left(1 + 8 \frac{b}{r_e^*{}^3} - 6 \frac{b}{r_e^*{}^2 a} \right), \quad (33)$$

где $b = e^2/16\pi\sigma$; $r_e^* \approx r^* - b/r^{*2}$ — критический радиус заряженной капли; a — радиус иона. Критический радиус заряженных капель r_e^* всегда меньше критического радиуса незаряженных r^* . Решая систему уравнений (13), (18) из [1] с учетом (32), получим для данных условий $S_m \approx 2,05$ при $L_m = 6,7$ м. Концентрация возникших капель $n_d = 3,2 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$. Таким образом, в присутствии присадки этап нуклеации сдвигается несколько вверх по потоку.

Родившиеся капли быстро приходят в состояние ионизационного равновесия с плазмой, приобретая отрицательный заряд (см. ниже). Оценки показывают, что этот заряд, даже будучи большим по величине, мало влияет на скорость роста капель. Поэтому в присутствии присадки качественная картина процесса конденсации остается прежней.

Второй эффект связан с термической эмиссией электронов с поверхности капель и налипанием зарядов на них. При большой концентрации присадки в канале МГДГ ($n_k \sim 10^{23} \text{ м}^{-3}$) заряды капель оказываются настолько большими, что линейное дебаевское приближение, вообще говоря, неприменимо. Можно, однако, показать, что для субмикронных капель ($r \leq 10^{-8} \text{ м}$) для заряда капли Z справедлива формула, даваемая этой теорией,

$$Z = -(kTr/e^2) \ln(n_e/n_{eS}), \quad (34)$$

где n_e , n_i — концентрация электронов в плазме вдали от капли; n_{eS} — равновесная концентрация электронов вблизи поверхности капли, определяемая по формуле Ричардсона — Дэшмана. Для оценки примем работу выхода электрона из жидкой окиси кремния равной 5 эВ, а потенциал ионизации калия равным 4,34 эВ. Тогда $n_{eS}/n_e \sim 5 \cdot 10^{-5}$, и при $r = 10^{-8} \text{ м}$ получим $Z \approx -15$. Поверхность больших капель ($r \geq 10^{-7} \text{ м}$) можно считать плоской, что позволяет получить следующую формулу для эффективного заряда:

$$Z_{\text{эф}} = - \left(\frac{4kTr}{e^2} \right) \text{th} \left(\frac{1}{4} \ln \left(\frac{n_e}{n_{eS}} \right) \right). \quad (35)$$

При $r=10^{-6}$ м $Z_{эф}$ оказывается порядка -10^3 . В рассмотренных условиях наличие конденсированной фазы мало сказывается на степени ионизации плазмы. Следует отметить, что ряд допущений, в рамках которых применимы выражения (34), (35), не выполняются. Эти допущения касаются описания плазмы вне поверхности капель и состояния электронов внутри капель. Неясен также вопрос о величине работы выхода из высокотемпературных расплавов окислов. В настоящее время строгое решение задачи о заряде капли, находящейся в плазме, отсутствует.

Заслуживает рассмотрения и вопрос о конденсации присадки на каплях плака. Попадая на поверхность капли, атомы присадки диффундируют внутрь. Можно ожидать, что, если радиус капли не слишком мал, вблизи ее поверхности образуется слой присадки. Это, как известно, может существенно изменить эмиссионные свойства капель плака и, следовательно, повлиять на ионизационное равновесие в плазме.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5.VI.1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Жуховицкий Д. И., Храпак А. Г., Якубов И. Т. ТВТ, 1983, т. 21, № 5, с. 982.
2. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. М.—Л.: Изд-во АН СССР, 1945.
3. Лифшиц И. М., Слезов В. В. ЖЭТФ, 1958, т. 35, № 2, с. 479.
4. Лифшиц Е. М., Пугачевский Л. П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979.
5. Im K. H., Chung P. M. XII Symp. Eng. Aspects Magnetohydrodyn., Stanford, CA, 1978, p. C. 5. 1.
6. Im K. H., Ahluwalia R. K. AIAA Paper, 1980, N 250, p. 1.
7. Im K. H., Patten J., Johnson T. R., Tempelmeyer K. XIII Symp. Eng. Aspects Magnetohydrodyn., Butte, Mont., 1979, p. C. 2. 1.
8. Райзер Ю. П. ЖЭТФ, 1959, т. 37, № 6, с. 1741.