

$$I_{кз} = \frac{7}{8} \pi v_0 R^{6/7} \varepsilon_0^{4/7} n_0^{5/7} e^{-1/7} \left(\frac{kT}{2} \right)^{4/7} \cdot Sh \frac{e\varphi_0}{2kT}. \quad (7)$$

Подобное соотношение приводится в работе [2]. Выражение (7) качественно объясняет полученные экспериментальные зависимости $I = f(Q)$ и $I = f(W)$. Так, например, $I_{кз}$ пропорционален v_0 . При $v_0 = v_{кр}$ ток $I_{кз}$ есть функция только концентрации электронов n_0 .

В заключение следует отметить, что явление электризации источника ионизированной струи наблюдается на реальных плазменно-струйных устройствах [7]. Исследуемые закономерности могут быть использованы как для целей диагностики, так и для управления технологическими процессами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тамбовцев В.И. Электрокинетическое разделение зарядов в реактивных струях продуктов сгорания / Изв. вузов. Авиационная техника. 2000. № 1. С. 66–68.
2. Тамбовцев В.И. Электрокинетические процессы в частично проводящих средах (обзор) // Электронная обработка материалов. 1992. № 5. С. 53–62.
3. Ставров Ю.П., Тамбовцев В.И., Усачев В.К. Электризация электрических установок при истечении ионизированного газа / Конф.: применение плазменных процессов// Труды. Свердловск: УРО АН СССР. 1988. С. 38–39.
4. Ставров Ю.П., Тамбовцев В.И., Тригуб С.П. Изучение тока зарядки источника струи ионизированного газа / Семинар по электрофизике горения: Тезисы. Караганда, 1988. С.59.
5. Алемасов В.Е., Дрегалин А.Ф., Тишин А.П. Теория ракетных двигателей. М., 1967.
6. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М., 1987.
7. Потапов Г.П. Двигательная электризация летательного аппарата. Казань, 1993.

Поступила 28.03.2001

Summary

The separation of electric charge in a “clean” flow out of X-rays ionized a gas is considered by this work. The experiment results are proposed. It is possible that the current determines with the distraction of a double electric layer. A theoretical model for the separation of a charge is considered so.

А. Н. Щербак, В. В. Иванов, А. В. Иванов

О ХАРАКТЕРЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ГОРЕНИИ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИХ КОМПОЗИЦИЙ В КАНАЛЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА

*Институт импульсных процессов и технологий,
пр. Октябрьский, 43А, г. Николаев, 54018, Украина*

В предыдущей работе [1] численными методами показана возможность появления на поверхности канала электрического разряда неустойчивостей Рэлея–Тейлора, Кельвина–Гельмгольца турбулентности. Такие неустойчивости могут возникать в вязкой среде с $\mu \geq 1$ кг/м·с и связаны с превышением вязкостного давления как над давлением внутри канала разряда, так и над давлением окружающей среды. Движение жидкости в переходном слое носит турбулентный характер, в результате чего усиливается теплообмен, что в свою очередь способствует появлению неустойчивостей.

Электрические разряды, используемые в разрядно-импульсной технологии [2], могут быть в

значительной степени усилены за счет использования вязких сред [3] или введения в зону разряда тепловыделяющих компонентов. Такие композиции изготавливаются на базе современных водонаполненных взрывчатых веществ [4], которые при атмосферном давлении сгорают только в пламени внешнего источника по мере выкипания воды. Для эффективного горения компонентов в зоне электрического разряда необходимо выполнение ряда условий: должен быть обеспечен интенсивный теплообмен, электрический разряд должен развить в канале разряда давление свыше 10^8 Па и температуру, соответствующую началу активного химического реагирования [5].

Тепловыделяющие композиции представляют собой вязкие водосодержащие суспензии с порошкообразными компонентами высокой ионной проводимости $\eta=(1-100)$ Ом⁻¹·м⁻¹. Пробой в такой среде предшествует развитие широко разветвленной короны. После замыкания лидерами электродного промежутка в них выделяется основная доля электрической энергии и возникшая ударная волна движется по газоплазменной полости.

Движение горячего потока через слой, состоящий из отдельных частиц, представляет собой случай, промежуточный между внешней и внутренней задачами теплопереноса. Процессы переноса зависят не только от формы и размера частиц, образующих слой, но и от порозности [6]. Если плазменный поток с большой скоростью продувается через слой мелких частиц, то эти частицы приходят в движение, что приводит к сильной турбулизации газового потока и к весьма интенсивному перемешиванию. Тем самым обеспечивается как высокая скорость диффузии к поверхности частиц слоя, так и однородность температуры и химического состава по всему объему слоя. Высокая скорость диффузии приводит к интенсификации межфазных процессов. Скорость гетерогенного химического процесса определяется как истинной скоростью химической реакции на поверхности частиц, так и скоростью подвода реагирующих веществ к этой поверхности молекулярной или конвективной диффузией.

Данная работа посвящена исследованию механизмов нагрева тепловыделяющих составов в канале электрических разрядов. Нами исследовались электроразряды мощностью $5 \cdot 10^7$ Вт, длительностью $8 \cdot 10^{-6}$ с, волна сжатия регистрировалась на расстоянии 0,5 м от канала разряда. Время прогрева вещества до температуры активного химического реагирования или период индукции порядка $2 \cdot 10^{-6}$ с.

По полученным данным оценивался коэффициент теплопередачи α от тепловыделяющих компонентов к плазме [6]

$$\alpha = \frac{VC_p \rho \Delta T_2}{S \Delta T_1 t_n},$$

где ΔT_1 – разность температур между плазмой и тепловыделяющей среды, в рассматриваемом случае порядка $2 \cdot 10^4$ °С; ΔT_2 – разность температур между температурой начала активного химического реагирования ~ 1000 °С и температурой тепловыделяющей среды; S , V – площадь поверхности и объем горящих частиц с характерным радиусом $r=10^{-3}$ м; C_p – удельная теплоемкость теплоносителя $\sim 5 \cdot 10^3$ Дж/кг·К; плотность $\rho=1500$ кг/м³; t_n – период индукции $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ с.

Таким образом, величина α оценивается значением $\sim 4 \cdot 10^8$ Вт/м²·К.

Исходя из величины α , можно вычислить коэффициент турбулентной теплопроводности λ и сравнить его значение с имеющимися литературными данными по газокинетическим $\lambda_{гк}$, диссоциативным $\lambda_{д}$, электронным $\lambda_{э}$ и лучистым $\lambda_{л}$ коэффициентами теплопроводности [7–10]

$$\lambda = \frac{\alpha d}{Nu},$$

где d – характерный размер отдельных плазменных образований $d \approx r \approx 10^{-3}$ м; Nu – критерий Нуссельта. При движении горячего газа через слой мелких частиц по формуле Бернштейна [6]

$$Nu = A \cdot Re^{0,6},$$

где $A \approx 0,5-2$; $Re = \frac{v \cdot d}{\nu}$ – критерий Рейнольдса; v – характерная скорость потока; ν – кинематическая вязкость.

Величина A зависит от порозности слоя. Для газоплазменной полости порозность слоя порядка (30–50)% и коэффициент A можно принять равным 1. Значение ν можно принять равным гидродинамической скорости v_s , которая по порядку величины совпадает со скоростью звука C и средней тепловой скоростью \bar{v} , отдельных частиц [7, 8]. Для рассматриваемых условий $T=2 \cdot 10^4$ К,

$P=10^8$ Па скорость звука $C \approx 5 \cdot 10^3$ м/с, $\rho \approx 5$ кг/м³. Тепловая скорость $v_f \approx 5,5 \cdot 10^3$ м/с, гидродинамическая скорость массы плазмы в волне сжатия $v_f \approx 4,5 \cdot 10^3$ м/с.

Таким образом, для характерной скорости потока v имеем значение $v \approx 5 \cdot 10^3$ м/с.

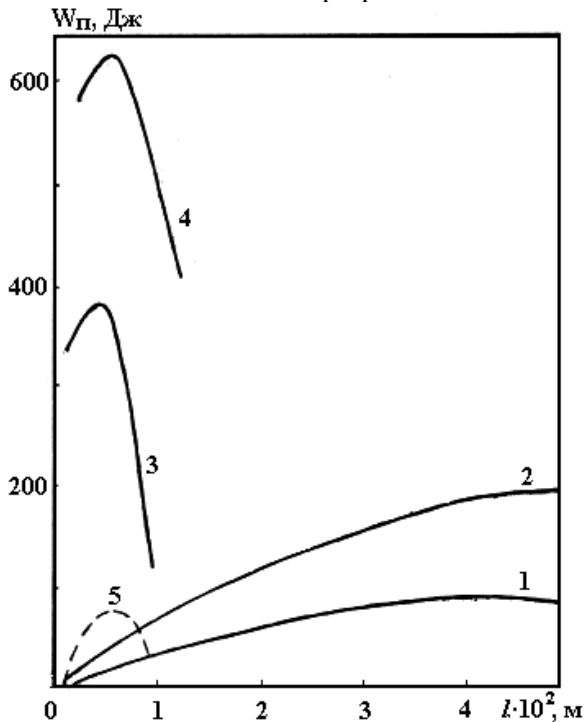
Кинематическая вязкость $\frac{\delta \cdot l_a}{3}$, l_a – длина свободного пробега атома, $l_a = \frac{kT}{\sqrt{2\pi\sigma_a^2 T}} = 10^{-8}$ м,

σ_a – эффективное сечение рассеяния атомов, k – постоянная Больцмана. Тогда $v = 2 \cdot 10^5$ м²/с, критерий Рейнольдса $Re \approx 3 \cdot 10^5$, а критерий Нуссельта $Nu \approx 2 \cdot 10^3$. Заметим, что для смешанной задачи турбулизация начинается при значениях $Re \geq 10$, то есть движение газа в газоплазменной полости турбулентно и доля турбулентного теплообмена должна быть значительна. Действительно, коэффициент турбулентной теплопроводности $\lambda = \frac{\alpha d}{Nu} \approx 2 \cdot 10^2$ Вт/м·К; коэффициент газокинетической теплопроводности

$\lambda_{zk} = \frac{v l_a}{3} \cdot \rho C_p = 0,125$ Вт/м·К, где удельная теплоемкость газа $C_p \approx 1500$ Дж/кг·К; электронная

теплопроводность $\lambda_{эл} = 1,93 \cdot 10^{-5} \frac{T^{5/2}}{\ln \Lambda}$ эрг/с·см·К [9], при $T < 10^4$ К, $\lambda_g < 3$ Вт/м·К. Излучение имеет

характер теплопроводности в том случае, если плотность энергии излучения в каждой точке объема близко к равновесному значению. Для этого нужно, чтобы длина пробега l_a была мала по сравнению с размерами прогреваемой области. Если же l_a сравнима и больше размеров нагретой области, то излучение неравновесно и свободно выходит из объема [6, 7]. При $T=15000$ К, $P=2 \cdot 10^7$ Па в водороде и кислороде $l_a=10^{-2}$ м, то есть длина пробега соизмеряется с характерными размерами плазменной полости. При температурах, когда газ состоит наполовину из продиссоциированных молекул, имеет место диссоциативная теплопроводность. Ее величина в области максимума в несколько раз превышает значение газокинетической теплопроводности, в то же время она все-таки ниже турбулентной теплопроводности λ . В парах воды максимальное значение диссоциативной теплопроводности $\lambda \approx 3,5$ Вт/м·К [6]. При температурах выше 10^4 К турбулентная теплопроводность может быть в значительной степени усилена электронной и лучистой теплопроводностью. Так, например, при $T=2 \cdot 10^4$ К и числе атомов водорода $n=10^{26}$ м⁻³ имеем $\lambda_{zk}=1,5$ Вт/м·К, $\lambda_g=5$ Вт/м·К, $\lambda_{л}=2,4 \cdot 10^2$ Вт/м·К. Длина свободного пробега излучения в плазме канала $l_a \approx 10^{-1}$ см. Усилить лучистый теплообмен можно с помощью введения в канал разряда специальных светопоглощающих добавок.



Зависимость энергии пульсирующей полости от длины разрядного промежутка:

1, 2 – одноканальный разряд в воде и тепловыделяющей композиции, $Q=3000$ Дж/кг; 3 – многоканальный разряд в тепловыделяющей композиции, $Q=3000$ Дж/кг; 4 – одноканальный разряд в тепловыделяющей композиции со светопоглощающими добавками, $Q=3000$ Дж/кг; 5 – многоканальный разряд в тепловыделяющей композиции, $Q=1000$ Дж/кг.

В более холодных слоях газа коэффициент температуропроводности χ меньше, чем в более нагретых, но теплопроводность за счет большой плотности может оказаться значительной. Так, при

температуре порядка температуры реакции $\lambda = \chi C_p \rho \approx 3,5$ Вт/м·К, где $\chi = 0,7 \cdot 10^{-5}$ м²/с, $C_p = 3000$ Дж/кг·К, $\rho = 175$ кг/м³ и $P = 3 \cdot 10^7$ Па. Эта величина λ довольно значительна, но все-таки она не может обеспечить интенсивного теплообмена. При более низких температурах $T = 700$ К и давлениях $P = 3 \cdot 10^3$ Па коэффициент молекулярной теплопроводности значительно ниже $\lambda_m \approx 0,1$ Вт/м·К.

На рисунке представлены экспериментальные данные, подтверждающие полученные результаты. Исследовался электроразряд мощностью $4 \cdot 10^7$ Вт, длительностью 10^{-5} с в воде (кривая 1), в тепловыделяющих составах теплосодержанием $Q = 3000$ Дж/кг (кривые 2, 3, 4), $Q = 1000$ Дж/кг (кривая 5). Кривые 1, 2 относятся к разряду, инициируемому проволокой, т.е. одноканальной модели развития полости без специально созданных условий развития турбулентности. Кривые 3, 4 получены для разряда в тепловыделяющей среде с ионной проводимостью 10 Ом⁻¹·м⁻¹. В этом случае активной стадии разряда предшествовало развитие густой сети плазменных лидеров. Таким образом, осуществлялась многоканальная стадия развития разряда. Кроме того, кривая 4 соответствует тепловыделяющему составу со светопоглощающими добавками.

По полученным данным выполненных исследований можно сделать следующие выводы. Для увеличения энергии электровзрыва за счет использования тепловыделяющих композиций необходимо использовать составы теплосодержанием не менее 3000 Дж/кг со светопоглощающими добавками и хорошо развитым турбулентным теплообменом. Электроразряд должен развиться в канале разряда при давлении свыше 10^8 Па и температуру, соответствующую началу активного химического реагирования. Тепловыделяющие композиции должны иметь проводимость не менее 1 Ом⁻¹·м⁻¹.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов А.В., Щербак А.Н., Иванов В.В. О неустойчивости движения жидкости вблизи поверхности полости электровзрыва // Электронная обработка материалов. 1999. № 5. С. 30–33.
2. Оборудование и технологические процессы с использованием электрогидравлического эффекта / Под. ред. Г.А. Гулого. М., 1977.
3. Иванов А.В., Щербак А.Н., Иванов В.В. Влияние структурной перестройки воды на условие формирования высоковольтного электровзрыва // Электронная обработка материалов. 1999. № 2. С. 40–42.
4. Дубнов А.В., Бахаревич Н.С., Романов А.И. Промышленные взрывчатые вещества. М., 1973.
5. Похил П.Ф., Беляев А.Ф., Фролов Ю.В. и др. Горение порошкообразных металлов в активных средах. М., 1972.
6. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., 1987.
7. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., 1966.
8. Яковлев Ю.С. Гидродинамика взрыва. М., 1961.
9. Наугольных К.А., Рой Н.А. Электрические разряды в воде. М., 1971.
10. Мак-Даниель. Процессы столкновений в ионизованных газах. М., 1967.

Поступила 05.03.2001

Summary

In the work mechanisms for heating of heat educing compositions in an electric discharge channel are studied. The heat educing compositions are explosives filled with water that under atmospheric pressure can burn down only in the flame of an outside source as the water boils out. It is shown that well developed turbulent and radiant heat exchange has to be provided for effective proceeding of exothermal reaction in the electric discharge zone. The pressure exceeding 10^3 Pa and temperature corresponding to the onset of the active reaction must be achieved by the electrical discharge. The heat exchanging compositions must have heat containment which exceeds 3000 J·kg⁻¹ and conductivity not less than 1 Ohm⁻¹·m⁻¹.