

УДК 533.9

Колесников К. В., Иоргов А. И., Драган Г. С.

Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова
E-mail: kiruhauho@gmail.com

Влияние ионизации и конденсации на распределение температуры сферического объема плазмы

Предложена физико-математическая модель остывания сферического объема дымовой плазмы с учетом внутренних источников и стоков. Выявлено тепловыделение плазмы при ее остывании за счет нарушения детального равновесия процессов ионизация-рекомбинация. Показана неаддитивность тепловых вкладов ионизационно-рекомбинационных процессов атомов газовой фазы и конденсации паров металла вследствие влияния фазового перехода на рекомбинацию ионов. Рассчитаны температурные профили плазменной среды с учетом протекающих процессов ионизации, рекомбинации и конденсации паров металла.

Ключевые слова: дымовая плазма, тепловой баланс, рекомбинация, конденсация.

Введение. Дымовая плазма, которая образуется в продуктах сгорания металлизированных композиций или дуговом разряде характеризуется многообразием неравновесных процессов таких, как конденсация и испарение, ионизация и рекомбинация, излучение и поглощение, а также горение металлических частиц на поверхности или в газовой фазе. Эти процессы играют важную роль при теплообмене, как внутри образующейся плазмы, так и вблизи поверхности конденсированных частиц. Поэтому при рассмотрении условий термодинамического равновесия в такой среде или при оценке распределения температуры необходимо производить корректный учет вклада каждого процесса.

В работе [1] изучалось влияние конденсации на температурный профиль плазменной среды и была предложена зонная модель формирования факела горения металлизированных композиций. Однако, авторы не учитывали вклады в тепловой баланс других механизмов, в частности, ионизация-рекомбинация. В работе [2] изучалось влияние процессов ионизации-рекомбинации на температурный профиль плазменной среды, однако совокупность этих процессов не рассматривалась. Наряду с тем, следует отметить, что ионизационные и конденсационные процессы тепловыделения не могут быть независимыми, так как конденсация сопровождается фазовым переходом, что приведет к неаддитивному вкладу тепловыделения.

Целью данной работы является исследование температурного профиля распадающейся плазмы с центральным источником с учётом процессов конденсации паров металлов, а также их ионизации и рекомбинации.

Постановка задачи. Рассмотрим сферический объем дымовой плазмы с центральным источником. Такая плазма может формироваться в дуговом разряде, либо при свободном горении металлизированных топливных композиций,

поэтому газовая фаза содержит атомы или молекулы оксида металла. Предположим, что процесс горения стационарный и поэтому можно рассматривать задачу в сферической симметрии. Пусть температура источника равна T_0 , а температура окружающей среды равна T_s . Тогда внутри плазмы установится некий профиль температуры, который для инертной среды будет иметь гиперболический вид [3].

Наряду с тем, следует обратить внимание на наличие в плазме источников и стоков. Одним из источников тепловыделения является фазовый переход при конденсации паров металла или его оксида. Другим источником энергии является процесс ионизации-рекомбинации, который при термодинамическом равновесии, когда выполняется принцип детального равновесия, дополнительной энергии не требует. Однако, при охлаждении плазмы принцип детального равновесия нарушается и тогда скорость ионизации становится меньше скорости рекомбинации что приводит к нарушению теплового баланса в сторону тепловыделения в результате рекомбинации. Этот эффект необходимо также учитывать в уравнении теплового баланса.

Запишем стационарное уравнение теплопроводности с внутренними источниками энергии, которое можно представить в виде:

$$\lambda \Delta T = Q_r \frac{dn_e}{dt} + Q_{con} + Q_i, \quad (1)$$

где Q_{con} – теплота конденсации, Q_i – энергия ионизации, λ – коэффициент теплопроводности, T – температура, Q_r – тепловой эффект без излучательной рекомбинации, n_e – среднее значение концентрации электронов при однократной ионизации. Предполагаем, что теплоотвод постоянный.

Одномерные температурные поля простой геометрической формы описываются расчетным уравнением, основанным на законе Фурье[4].

$$\lambda = \frac{Q}{(T_1 - T_2)K}. \quad (2)$$

где Q – тепловой эффект слоя плазмы ограниченного двумя поверхностями с температурами T_1 и T_2 , K – коэффициент формы сферического объема плазмы [5]:

$$K = 2\pi \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2} \right)^{-1}, \quad (3)$$

d_1, d_2 – соответственно, внешний и внутренний диаметр сферы.

Известно, что железо обладает высоким значением температуры кипения. Следовательно, у этого металла уже в непосредственной близости к источнику плазмы идет образование жидкой фазы этих материалов. Решение уравнения (1) позволит построить температурный профиль плазменной среды.

Описание модели. Предположим, что температурные поля внутри объема плазмы распределения температуры можно представить в виде коаксиальных зон (рис.1), определяемых физическими параметрами среды и критическими

значениями температуры при фазовых переходах [1]. Это значит, что температурный профиль будет искажаться в точках фазового перехода. Кроме того, следует учесть, что в этих точках температура будет постоянной некоторое время, что приведет к выполнению условий детального равновесия для процессов ионизация-рекомбинация. Тогда скорость ионизации равна скорости рекомбинации и результирующее тепловыделение будет равно нулю. Однако, при охлаждении плазмы равновесие нарушается, в результате чего скорость ионизации становится меньше скорости рекомбинации. Это приводит к дополнительному тепловыделению от рекомбинации. Естественно, что дополнительное тепловыделение можно определить, как разницу скоростей ионизации и рекомбинации, помноженную на энергию рекомбинации. Конечно же, этот процесс будет актуальным, если рекомбинация является столкновительной с переходом энергии ионизации в тепловую.

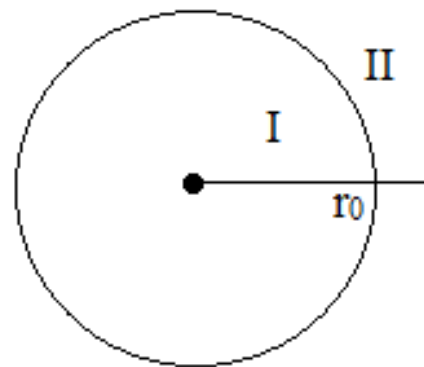


Рис. 1. Двухзонная модель

Скорость изменения концентрации электронов определяем из равенства:

$$\frac{dn_e}{dt} = \alpha_{ion} - \beta_{rec}. \quad (4)$$

Скорость ионизации α_{ion} находится из полуэмпирической формулы, предложенной Дравином на основе приближения Бете-Борна [6]:

$$\alpha_{ion} = 8\pi a_0^2 \left(\frac{R_y}{E_k} \right)^2 f_k N \sqrt{\frac{2k_B T}{\pi m_e}} u_k \Psi_1(u_k),$$

где a_0 – радиус Бора; R_y – энергия Ридберга; E_k – энергия связи атома; N – номер основного уровня; f – функция, которая согласно простейшей теории Томсона принимает вид

$$f(x) = \frac{1}{x} - \frac{1}{x^2}, \quad u_k = \frac{E_k}{k_B T}.$$

Значения функции Ψ_k приведены в [7, с. 42].

Так как $u_k = \frac{E_k}{k_B T}$, то α_{ion} пропорционально $T^{-\frac{1}{2}}$.

Скорость рекомбинации β_{rec} [2]:

$$\beta_{rec} = 1.09 \cdot 10^{-20} n_e T^{\frac{9}{2}}.$$

Запишем уравнение теплопроводности в сферической системе координат

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) = -\frac{Q_r}{\lambda} \left(AT^{\frac{1}{2}} - BT^{\frac{9}{2}} \right). \quad (5)$$

Разделив переменные в (5) и дважды проинтегрировав по координате dr , получим зависимость $T(r)$. Перейдем к безразмерным координатам T/T_0 и r/r_0 , где r_0 – радиус сферического объема плазмы.

Построим температурный профиль для зоны I в безразмерных координатах $\bar{T}_1(r) = T_1/T_0$ (рис. 1), который получен из решения уравнения (5)

$$\bar{T}_1(r) = 1 - \left[A \ln\left(\frac{r}{r_0}\right) - B \left(\frac{r}{r_0}\right)^{\frac{16}{9}} \right]. \quad (6)$$

где A, B – константы интегрирования.

Тогда для зоны II ограниченной сверху температурой конденсации железа, профиль температуры определяется выражением:

$$\bar{T}_2(r) = 1 - \left[A \ln\left(\frac{r}{r_0}\right) - B \left(\frac{r}{r_0}\right)^{\frac{16}{9}} \right] + \frac{L_1 \dot{m}_1}{4\pi\lambda} \left(\frac{r_0}{r} - \frac{r_0}{r_1} \right), \quad (7)$$

где L_1 – удельная теплота парообразования, \dot{m}_1 – расход реагирующего материала, λ – коэффициент теплопроводности среды.

Представленная модель позволяет рассчитывать температурные профили и для большего числа реагирующих компонентов. Например, для двух одновременно реагирующих частиц (например, железа и кремния) полученные ранее решения можно переписать в более удобной для разработки численного алгоритма форме:

$$\begin{aligned} T_1(r) &= 1 - \left[A \ln\left(\frac{r}{r_0}\right) - B \left(\frac{r}{r_0}\right)^{\frac{16}{9}} \right], \\ T_2^{(1)}(r) &= \bar{T}_1(r) + \frac{L_1 \dot{m}_1}{4\pi\lambda} \left(\frac{r_0}{r} - \frac{r_0}{r_1} \right), \\ T_2^{(2)}(r) &\equiv \bar{T}_1(r) + \frac{L_2 \dot{m}_2}{4\pi\lambda} \left(\frac{r_0}{r} - \frac{r_0}{r_2} \right). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь L_1 и L_2 – удельные теплоты парообразования железа (1) и кремния (2), соответственно; \dot{m}_1 и \dot{m}_2 – массовые расходы веществ; r_1, r_2 – расстояния от источника плазмы до зон I и II (рис. 1).

Результаты и их обсуждения. Расчеты проводились для частиц железа, потенциалы ионизации атомов железа $I = 7.9$ эВ, энергия связи атома $E_k = 4.27$ эВ, расход материалов $\dot{m} = 15$ мг/сек, температура источника $T_0 = 5500$ К, радиус сварочного разряда $r_0 = 5$ см.

На рис. 2 приводятся рассчитанные зависимости температурного профиля в сферическом объеме плазмы от параметров системы. Положение зон фазовых превращений (в температуре кипения металла) определялось методом

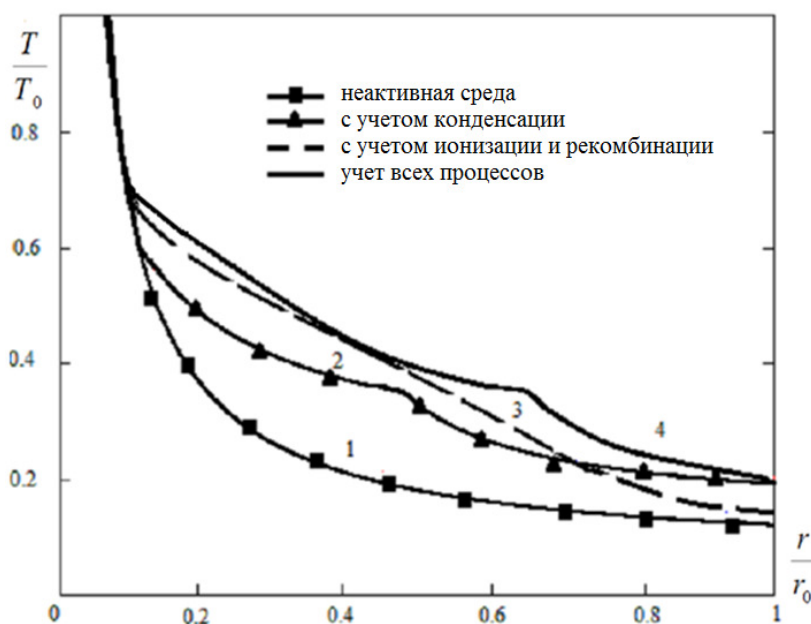


Рис. 2. Распределение температуры сферического объема плазмы, с учетом указанных нелинейных процессов

последовательных итераций в интерактивном режиме.

Кривая 1 описывает процесс охлаждения неактивной плазменной среды, кривая 2 учитывает конденсацию паров железа, кривая 3 – ионизацию и рекомбинацию в объеме плазмы, кривая 4 – совокупность процессов ионизации, рекомбинации и конденсации паров металлов. Видно, что нелинейные процессы, протекающие в среде, заметно влияют на распределение температуры и должны учитываться при проведении расчетов.

Выводы. Многозонная модель процесса формирования сварочного аэрозоля в плазме дугового разряда основана на физических принципах деления пространства на зоны и не связана с необходимостью точного определения координаты и других параметров системы. Такое разделение позволяет сшивать решения на границах зон, задавая граничные условия, например, в точке экстремума температуры. С другой стороны, многозонная модель допускает возможность использования различных теоретических моделей описания элементарных процессов таких, как зародышеобразование, рост частиц, ионизационные процессы и другие.

Представленный на рис.2 температурный профиль в зоне формирования сварочного аэрозоля дугового разряда, описывает ионизационно рекомбинационные и конденсационные процессы. Показано, что учет тепловыделения при конденсации паров металла существенно влияет на температурный профиль. Выявлено, что тепловыделение за счет нелинейных процессов ионизации и рекомбинации не являются аддитивными с процессом конденсации. Видно что, в точке фазового перехода температура стабилизируется, дополнительное тепловыделение отсутствует в результате равенства скоростей ионизации и рекомбинации.

Литература:

1. *Dragan G. S., Ennan A. A., Kondratyev E. N., Kolesnikov K. N., Bobreshov I. A., Yavorskaya A. E.* Multy componentt zonal model of arcwelding aerosol formation // В кн. «Dusty plasmas in applications». 2nd Intern. Confer., August, 2007, Odessa, Ukraine. – P. 30-32.
2. *Драган Г. С., Колесников К. В., Кутаров В. В.* Температурный профиль сферического объема плазмы с учетом рекомбинационных процессов. // Физика аеродисперсных систем. – 2018. – № 55. – С. 121-125.
3. *Хаскин В. Ю., Коржик В. Н., Сидорец В. Н., Бушма А. И., Ву Бойи, Ло Зие* Повышение эффективности гибридной сварки алюминиевых сплавов // Автоматическая сварка. – 2015. – № 12. – С. 748.
4. *Желєзний В. П., Геллер В. З., Семенюк Ю. В.* Експериментальна теплофізика. – Одеса, Феникс. – 2016. – 319с.
5. *Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т.* Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы М.: Наука, 1982. – 378с.
6. *Bates DR, Kingston A E & Mc Whirter R W P.* Recombination between electrons and atomic ions. I. Optically thin plasmas. // Proc. Roy. Soc. London Ser. A . – 1962. – Vol. 267. – P.297-312.
7. *Hinnov E., Hirschber J. G.* Electron-Ion Recombination in Dense Plasmas // Phys. Rev. – 1962. – Vol. 125. – P. 795.

Колесников К. В., Юргов О. І., Драган Г. С.

Вплив іонізації і конденсації на розподіл температури сферичного об'єму плазми

АНОТАЦІЯ

Метою даної роботи є дослідження температурного профілю розпадається плазми з центральним джерелом з урахуванням процесів конденсації пари металів, а також їх іонізації і рекомбінації.

Запропоновано фізико-математична модель охолодження сферичного об'єму димової плазми з урахуванням внутрішніх джерел і стоків. Така плазма може формуватися в дуговому розряді, або при вільному горінні металізованих паливних композицій. Тому газова фаза містить атоми або молекули оксиду металу. Передбачається, що процес горіння стаціонарний і тому розглядається задача в сферичній симетрії. Джерелом тепловиділення є фазовий перехід при конденсації пари металу або його оксиду. Іншим джерелом енергії є процес іонізації-рекомбінації, який при термодинамічній рівновазі додаткової енергії не вимагає. Показана неаддитивність теплових вкладів іонізаційно-рекомбінаційних процесів атомів газової фази і конденсації пари металу внаслідок впливу фазового переходу на рекомбінацію іонів. Температурні поля всередині обсягу плазми представлені в вигляді коаксіальних зон, які визначаються фізичними параметрами середовища і критичними значеннями температури при фазових переходах.

В рамках запропонованої моделі отримані і проаналізовані на прикладі частинок заліза залежності температури всередині кожної з двох зон, обмеженою температурою конденсації заліза. При розрахунку температурних профілів враховувалися процеси

іонізації, рекомбінації і конденсації пари металу. Виявлено тепловиділення плазми при її охолодженні за рахунок порушення детального рівноваги процесів іонізація-рекомбінація.

Ключові слова: димова плазма, тепловий баланс, рекомбінація, конденсація.

Kolesnikov K. V., Iorgov A. I., Dragan G. S.
The effect of ionization and condensation on the temperature distribution of a spherical plasma volume

SUMMARY

The objective of this work is to study the temperature profile of a dusty plasma with a central source, taking into account the processes of condensation of metal vapors, as well as their ionization and recombination. The physical and mathematical model for cooling the spherical volume of the dusty plasma with the sources and sinks is proposed. Such a plasma can be formed in an arc discharge, or with the free burning of metallized fuel compositions, therefore, the gas phase contains atoms or molecules of a metal oxide.

It is assumed that the combustion process is stationary and therefore the problem is considered in spherical symmetry. The heat source is a phase transition in the condensation of metal or its oxide vapors. Another source of energy is the ionization-recombination process, which does not require additional energy at thermodynamic equilibrium. The nonadditivity of the thermal contributions of ionization-recombination processes of the gas phase atoms and the metal vapors condensation due to the influence of the phase transition on the ions recombination is shown. The temperature fields inside the plasma volume are represented as coaxial zones, determined by the physical parameters of the medium and critical temperatures during phase transitions.

In the framework of the proposed model, dependences of the temperature inside each of the two zones limited by the iron condensation temperature were obtained and analyzed using the example of iron particles. The temperature profiles of the plasma medium are calculated taking into account the ongoing processes of ionization, recombination, and metal vapors condensation. The heat release of the plasma during its cooling due to the violation of the detailed equilibrium of the ionization-recombination processes was revealed.

Keywords: smoky plasma, heat balance, recombination, condensation.