

ПОСТРОЕНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗА ВДОЛЬ ОСИ КАНАЛА ФАКЕЛЬНОГО РАЗРЯДА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ТОЛСТОПЛЕНОЧНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ МИКРОСБОРОК

© 2011 А. В. Столбиков, М. Н. Пиганов, А. В. Костин

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С. П. Королёва
(национальный исследовательский университет)

Рассмотрены вопросы построения математической модели распределения температуры газа вдоль оси факельного разряда при взаимодействии с пленочными структурами радиоэлектронных устройств. Для построения модели применена цилиндрическая система координат с началом в точке пересечения оси факела с внешней плоской границей пленки. Взаимодействующая система представлена в виде системы «нагретое тело цилиндрической формы – полуограниченный массив».

Факельный разряд, математическая модель, температура факела, взаимодействие с пленкой.

Высокочастотный факельный разряд (ВЧФР), как известно, имеет вид тонкого яркого шнура, окруженного менее яркой оболочкой. При воздействии ВЧФР на толстую резистивную пленку локальный участок последней в месте их взаимодействия будет представлять собой совокупность зон с различными фазовыми и переходными состояниями вещества резистивной пленки. Центральная зона будет областью испаренного вещества резистивной пленки, затем идут зоны интенсивного испарения, переходная к жидкой фазе, плавления и нагрева, где происходит изменение температуры от точки плавления T_n резистивного материала до окружающей среды T_o в сторону периферийных участков пленки.

Отметим, что взаимодействие факельного разряда происходит вначале с плоской поверхностью и продукты разрушения распределяются по полусфере. В процессе формирования кратера происходит уменьшение угла распределения удаленного за пределы локальной области резистивного вещества. Форма и соотношение размеров кратера зависят от теплофизических характеристик материала. При построении и составлении математической модели учтём конвекцию вдоль оси разряда и излучение оболочки факела в окружающее пространство.

При построении данной модели удобно применить цилиндрическую систему координат с началом в точке пересечения оси факела с внешней плоской границей пленки. Ось Z совместим с осью высокочастотного факельного разряда, при этом за положительное направление оси выберем направление распространения разряда. Эта система удобна уже тем, что ни одна из физических характеристик в этом случае не зависит от угла.

Рассмотрим действие высокочастотного факельного разряда (ВЧФР) на резистивную пленку в течение времени $\tau < \tau_o$, где τ_o - полное время взаимодействия. Отметим здесь, что площадь испаряемого участка $S_{ис}$, а значит и масса этого участка пленки $m_{ис}$ при известной толщине последней h считаются заданными за время τ_o .

Общее уравнение теплового баланса запишем в следующем виде:

$$\operatorname{div}(\lambda_{\phi} \operatorname{grad} T_z) \tau = \sigma \cdot \tau \cdot E^2 - C_o \rho_o \tau (V_z \frac{\partial T_z}{\partial z} + V_r \frac{\partial T_z}{\partial r}) - \sum_{i=1}^6 Q_i, \quad (1)$$

где λ_{ϕ} - теплопроводность факела; T_z - температура на оси исследуемой области; σ - электропроводность канала факела; E - напряжённость электромагнитного поля; C_o - удельная теплоёмкость окружающей среды; ρ_o - плотность окружающей среды; V_z, V_r - осевая и радиальная составляющая скорости

конвекционного потока; Q_i - расход энергии на i -ые теплофизические процессы, связанные с изменением агрегатного состояния отдельных зон изучаемого участка пленки в месте взаимодействия с ВЧФР.

Опуская непосредственные выводы Q_i , запишем лишь их окончательные выражения.

На испарение m_u за τ идет

$$Q_1 = L_u m_u, \tag{2}$$

где L_u - удельная теплота испарения резистивного материала:

$$m_u = m_{uo} \tau \tau_o^{-1}. \tag{3}$$

Для нагрева m_u и массы части жидкой фазы пленки зоны интенсивного испарения m_{nn} с T_n до температуры испарения T_u необходимо

$$Q_2 = C_{nR}(T_u - T_n)(m_u + k_{Inn}m_{nn}), \tag{4}$$

где k_{Inn} учитывает неравномерность нагрева.

Для плавления резистивного материала и нагрева его до этой температуры имеем соответственно:

$$Q_3 = L_n[(m_u + k_{Inn} m_{nn}) + k_{In}m_n] \tag{5}$$

$$\text{и } Q_4 = C_R[m_u + k_{Inn}m_{nn} + k_{In}m_n](T_n - T_0), \tag{6}$$

где L_n - удельная теплота плавления материала резистивной пленки; C_R - его удельная теплоемкость; m_n - масса расплавляемого участка; k_{In} учитывает неравномерность плавления.

Энергия, идущая на нагрев периферийных участков кратера (локальной области взаимодействия ВЧФР с резистивной пленкой), находится при рассмотрении этой системы в виде: «нагретое тело цилиндрической формы - полуограниченный массив».

Имеем:

$$Q_5 = 2\pi\tau h C_R^2 \rho_R^2 T_o (R_H - R_{II})^2 \ln \frac{4h}{R_U + R_{II}} [\lambda_R - C_R \rho_R (R_U - R_{II})] \ln \frac{4h}{R_U + R_{II}}, \tag{7}$$

где R_H, R_{II}, R_U - радиусы соответствующих зон; λ_R - теплопроводимость материала резистивной пленки.

Энергия излучения оболочки факела

$$Q_6 = 2\pi\epsilon\epsilon_0 C_0 l R_{o\phi} (T_\phi^4 - T_o^4) \varphi \cdot 10^{-8}, \tag{8}$$

где $R_{o\phi}$ - радиус оболочки свободного факела; φ - коэффициент облученности; ϵ - приведённая степень черноты системы оболочка -

ВЧФР; C_0 - коэффициент излучения абсолютно черного тела; l - расстояние от острия электрода до поверхности резистивной пленки; T_ϕ - температура факела у острия электрода.

Отметим, что учёт взаимодействия частиц на молекулярном уровне сильно усложняет математические исследования температурного поля. Получение аналитического решения становится весьма проблематичным, поэтому влияния некоторых процессов отражено не будет. Левую часть (1) в соответствии с [1] и с учётом [2,3] запишем в виде

$$\text{div}(\lambda_o \text{grad} T_z) = \rho_A \cdot \tilde{N}_A \cdot V_z \frac{\partial T_z}{\partial z} + \rho_A V_z^2 \frac{\partial V_z}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z}(\lambda_o \frac{\partial T_z}{\partial z}). \tag{9}$$

Рассмотрим случай $V_z = \text{const}$, т.е.

$$\frac{\partial V_z}{\partial z} = 0. \tag{10}$$

Отметим, что радиальной конвекционной составляющей можно пренебречь [2].

Примем для электропроводности экспоненциальную зависимость от температуры $\delta = a e^{BT_z}$ и представим ее в виде ряда

$$\delta = \sum_{n=0}^{\infty} a \frac{(bT_z)^n}{n!}. \tag{12}$$

Выразим все массы через m_u с помощью k_{2i} -соответствующих коэффициентов соотношения масс (заметим, что они зависят от соотношения радиусов зон).

Примем

$$k_{li} k_{2i} = K_i \tag{13}$$

С учётом вышеизложенных выражений уравнение (1) имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\lambda_\phi \frac{\partial T_z}{\partial z}) = a E^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(bT_z)^n}{n!} - 2\rho_B \cdot C_B \cdot V_z \frac{\partial T_z}{\partial z} - \alpha C_0 2\pi R_{o\phi} \varphi \cdot 10^8 (T_\phi^4 - T_o^4) - \frac{\rho_R h S_U}{\tau_o} \{L_U + C_{IR}(T_U - T_o)\} \times (1 + k_{III}) + [(L_{II} + C_R(T_{II} - T_o))(1 + k_{III} + k_{II})] + \frac{2\pi h T_o \ln \frac{4h}{R_U + R_{II}} \cdot [C_R \rho_R (R_H - R_{II})]^2}{\lambda_R - \rho_R C_R (R_H - R_{II}) \ln \frac{4h}{R_U + R_{II}}}. \tag{14}$$

Для разрешения вышеописанного дифференциального уравнения относительно T_z

применяются общие методы решения таких уравнений. Решение представляется в виде суммы общего и частного решений. При нахождении частного решения и коэффициентов в общем решении используются считающиеся известными данные о температурах: T_ϕ - температуре в начальной точке у основания факела и T_0 - в точке $Z_0 = h + h_{II}$. Опуская подробные выкладки поиска решений, представим окончательный вид распределения T_z по оси Z , удобный для восприятия:

$$T_z = A \cdot e^{\alpha \cdot z} + B \cdot e^{-\beta \cdot z} + C, \quad (15)$$

где

$$A = \frac{T_0 e^{\frac{h+h_{II}}{2} \left[\sqrt{\left(\frac{2\rho_\phi C_\phi V_z}{\lambda_\phi}\right)^2 + \frac{4abE^2}{\lambda_\phi}} - \frac{2\rho_\phi C_\phi V_z}{\lambda_\phi} \right] - T_\phi}{e^{(h+h_{II}) \left[\sqrt{\left(\frac{2\rho_\phi C_\phi V_z}{\lambda_\phi}\right)^2 + \frac{4abE^2}{\lambda_\phi}} - 1 \right]}}; \quad (16)$$

$$B = \frac{T_\phi e^{(h+h_{II}) \left[\sqrt{\left(\frac{2\rho_\phi C_\phi V_z}{\lambda_\phi}\right)^2 + \frac{4abE^2}{\lambda_\phi}} + \frac{\sqrt{4abE^2}}{\lambda_\phi} \right]}{e^{(h+h_{II}) \left[\sqrt{\left(\frac{2\rho_\phi C_\phi V_z}{\lambda_\phi}\right)^2 + \frac{4abE^2}{\lambda_\phi}} - 1 \right]}} \times$$

$$\times \frac{T_0 e^{\frac{h+h_{II}}{2} \left[\sqrt{\left(\frac{2\rho_\phi C_\phi V_z}{\lambda_\phi}\right)^2 + \frac{4abE^2}{\lambda_\phi}} - \frac{2\rho_\phi C_\phi V_z}{\lambda_\phi} \right]}{e^{(h+h_{II}) \left[\sqrt{\left(\frac{2\rho_\phi C_\phi V_z}{\lambda_\phi}\right)^2 + \frac{4abE^2}{\lambda_\phi}} - 1 \right]}}$$

$$C = \frac{2\pi \cdot z \cdot T_0 \ln \frac{4h}{(R_U + R_{II})} [C_R \rho_R (R_U + R_{II})]^2}{abE^2 [\lambda_R - C_R \rho_R (R_U + R_{II})] \ln \frac{4h}{(R_U + R_{II})}} -$$

$$- \frac{1}{\epsilon} + \frac{2\epsilon \cdot C_0 \pi \cdot R_0 \phi \cdot l (T_\phi^4 - T_0^4)}{ab \cdot 10^8 E^2} - \frac{Z \rho_R S_4}{ab\tau \cdot E^2} [L_U + C_{IR}(T_U - T_{II})] (1 + K_{III}) + (1 + K_{II} + K_{III}) \times (L_{II} + C_R (T_{II} - T_0)); \quad (17)$$

$$\alpha = \sqrt{\left(\frac{\rho_\phi C_\phi V_z}{\lambda_\phi}\right)^2 + \frac{abE^2}{\lambda_\phi}} - \frac{\rho_\phi C_\phi V_z}{\lambda_\phi}; \quad (18)$$

$$\beta = \sqrt{\left(\frac{2\rho_\phi C_\phi V_z}{\lambda_\phi}\right)^2 + \frac{abE^2}{\lambda_\phi}} + \frac{\rho_\phi C_\phi V_z}{\lambda_\phi}. \quad (19)$$

Библиографический список

1. Трехов, Е. С. К теории высокочастотного факельного разряда в воздухе [Текст] / Е. С. Трехов, Е. Л. Тюрин, Е. П. Фетисов // Физика газоразрядной плазмы.-М.: Атомиздат, 1969.- Вып.2.- С. 148-155.

2. Качанов, А. В. Некоторые вопросы генерации плотных плазменных струй в проточном высокочастотном факельном разряде [Текст] / А. В. Качанов, Е. С. Трехов, Е. Л. Тюрин, Е. П. Фетисов // Физика газоразрядной плазмы. - М.: Атомиздат, 1968. - Вып.1.- С. 52-59.

3. Качанов А. В. Электродинамическое описание высокочастотного факельного разряда [Текст] / А. В. Качанов, Е. С. Трехов, Е. П. Фетисов // Физика газоразрядной плазмы.-М.: Атомиздат, 1968.- Вып.1.- С. 39-47.

BUILD-UP MATHEMATICAL MODEL OF ALLOCATION TEMPERATURE GAS ALONG AN AXIS THE CHANNEL A TORCH DISCHARGE AT INTERACTION WITH THICK-FILM DEVICES OF MICROASSAMBLY

© 2011 A. V. Stolbikov, M. H. Piganov, A. V. Kostin

Samara State Aerospace University named after academician S. P. Korolyov
(National Research University)

This article analyses questions of build-up mathematical model allocation temperature gas along an axis the channel a torch discharge at interaction with film structures of radio-electronic devices. The cylindrical system of co-ordinates is applied to model build-up with the beginning in an intersection point of axis torch with exterior flat boundary film. The interacting system is presented in a view «warmed up body of the cylindrical shape - semirestricted file».

Torch discharge, mathematical model, torch temperatures, interaction with film.

Информация об авторах

Столбиков Александр Владимирович, аспирант, Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С. П. Королёва (национальный исследовательский университет). E-mail: kipres@ssau.ru. Область научных интересов: точность тонкопленочных микросборок.

Пиганов Михаил Николаевич, доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой конструирования и производства радиоэлектронных средств, Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С. П. Королёва (национальный исследовательский университет). E-mail: piganov@ssau.ru. Область научных интересов: надёжность и качество радиоэлектронных средств.

Костин Алексей Владимирович, аспирант, Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С. П. Королёва (национальный исследовательский университет). E-mail: xpehbm27@yandex.ru. Область научных интересов: повышение устойчивости бортовой аппаратуры космических аппаратов к внешним воздействующим факторам.

Stolbikov Aleksandr Vladimirovich, post-graduate student, Samara State Aerospace University named after academician S. P. Korolyov (National Research University). E-mail: kipres@ssau.ru. Research interests: accuracy of thin-film micro.

Piganov Mikhail Nikolaevich, doctor of technical sciences, professor, head of design and production radio-electronic means, Samara State Aerospace University named after academician S. P. Korolev (National Research University). E-mail: piganov@ssau.ru. Research interests: quality and reliability of radio electronic equipment.

Kostin Aleksei Vladimirovich, post-graduate student, Samara State Aerospace University named after academician S. P. Korolyov (National Research University). E-mail: xpehbm27@yandex.ru. Research interests: increasing the stability of the onboard equipment of spacecraft to external factors.