

УДК 621.455: 621.387.1

А. И. ОРАНСКИЙ, А. С. ДОЛГОВ, Д. А. ОРАНСКАЯ

*Национальный аэрокосмический университет им. Н. Е. Жуковского «ХАИ»***ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ФОРСИРОВАННЫХ РЕСУРСНЫХ ИСПЫТАНИЙ КАТОДОВ ЭЛЕКТРОРАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ**

*На базе известной модели температурно-стимулированного катодного распыления (ТСКР) получены математические выражения для определения вероятности разрушения катодов электроракетных двигателей для трех возможных режимов форсированных ресурсных испытаний. Это режимы с независимым изменением основных параметров ТСКР (нагрузки) – температуры катода, плотности ионного потока и энергии ионов. Показано, что предлагаемый метод прогнозирования позволяет широко варьировать параметрами нагружения и результирующими характеристиками при неизменности физического механизма ТСКР. Установлено, что расчетные величины вероятности ТСКР на несколько порядков отличаются от экспериментальных значений коэффициентов катодного распыления. Обсуждаются возможные причины расхождения экспериментальных и расчетно-теоретических результатов и пути их устранения.*

**Ключевые слова:** электроракетные двигатели, прогнозирование ресурса катодов, теория форсированных ресурсных испытаний.

**Введение**

Для решения ряда перспективных задач требуется создание новых типоразмеров электрических ракетных двигателей (ЭРД). При этом понадобится значительное расширение номенклатуры входящих в их состав газоразрядных полых высокоэmissionsных катодов (ГПВК). К основным параметрам вновь создаваемых ГПВК будут предъявлены значительно более высокие требования по сравнению с аналогичными характеристиками современных летных образцов. При этом возникает целый ряд проблем, среди которых особо выделяются своей сложностью проблемы, как достижения, так и определения (прогнозирования) ресурса ГПВК.

Известно [1], что в настоящее время единственным методом определения технического ресурса ГПВК является их наработка до отказа. При величинах ресурса  $\sim 2 \cdot 10^4$  ч продолжительность лабораторных ресурсных испытаний может достигать трех – пяти календарных лет из-за неизбежных остановок для профилактики и ремонта стендового оборудования, вследствие чего себестоимость таких испытаний очень велика и значительно превышает затраты на разработку и изготовление катода [2, 3].

Эта проблема может быть решена путем ускоренных ресурсных испытаний. Из существующих методов ускоренных испытаний наибольшее распространение получили методы форсированных ресурсных испытаний (ФРИ), в которых интенсифицируют процессы старения, коррозии или износа узлов изделий и тем самым ускоряют момент воз-

никновения их отказов. Критерием выбора форсированного режима работы изделия обычно является неизменность характера процессов, определяющих физику разрушения изделия [4, 5].

Выясним, каков основной механизм разрушения ГПВК.

В результате весовых и электронно-микроскопических исследований ГПВК, прошедших длительные и ресурсные испытания, установлено, что в диапазоне токов разряда  $I_p = 1 \dots 100$  А и расходов ксенона  $\dot{m} = 0,1 \dots 0,5$  мг/с основным ресурсоопределяющим механизмом разрушения, является комплексный механизм эрозии, обусловленный совместным действием ионной бомбардировки и высокой рабочей температуры и названный температурно-стимулированным катодным распылением (ТСКР) [6-8].

Для разработки методики ФРИ ГПВК нужна математическая модель, с высокой точностью описывающая механизм и физические особенности процессов ТСКР. Она должна содержать в себе уравнения, позволяющие пересчитывать результаты ФРИ в параметры нормального рабочего режима ГПВК.

В литературе имеется большое количество теоретических работ по эрозии катодов. Почти все они посвящены исследованию тепловых эрозионных процессов в катодах сильноточных дуговых разрядов [9-16]. Некоторые из них [14-16] ориентированы на создание методик прогнозирования срока службы таких катодов.

В то же время публикаций по описанию и применению математических моделей ТСКР очень мало. Их можно разделить на два основных направления.

Работы [17-19], относящиеся к первому направлению по ТСКР, имеют частный, заведомо прикладной характер. Они посвящены численному решению задачи эрозии выходного отверстия ГПВК. Но, к сожалению, данные работы недостаточно полно описывают характер и физические особенности ТСКР. Поэтому их использование для создания методики ФРИ малоэффективно.

Ко второму направлению в литературе по ТСКР следует отнести работы [20, 21], в которых представлена математическая модель данного вида эрозии на основе классических понятий физики твердого тела. Эффективность ее применения для решения прикладной задачи создания методики ФРИ ГПВК не исследовалась. Поэтому данная работа, посвященная решению этой задачи, является актуальной.

Целью данной работы является расчетно-теоретический анализ степени готовности математической модели ТСКР [20, 21] стать теоретической основой для создания методики ФРИ ГПВК ЭРД.

## 1. Математическая модель ТСКР

Задача нахождения параметров ТСКР требует последовательного учета двух физических процессов в их совместном действии: тепловых колебаний поверхностных атомов и отклика кристаллической решетки на внешний толчок, сообщенный падающей частицей. Сложность теоретического анализа определяется большим количеством факторов, требующих учета. Поэтому представляется разумным подход, использующий модельные категории и физические аппроксимации [20, 21]. В этих работах в качестве условия, определяющего отрыв атома, принято смещение его в сторону "от поверхности" на некоторую величину  $b$ , определяемую теплотой сублимации данного материала.

Для определения функции распределения нормальных скоростей первично инициированных атомов поверхности в математической модели ТСКР [21] используются представления модели твердых шаров. Эти модели применяются в физике твердого тела для анализа столкновений при малых энергиях.

Основной целью аналитических исследований работы [21] являлось получение математических выражений, определяющих интенсивность разрушения нагретой поверхности в условиях бомбардировки атомными частицами допороговых энергий и изучение особенностей этих процессов.

В условиях, характерных для ГПВК, коэффициент распыления, понимаемый в классическом традиционном смысле [22], утрачивает свое универсальное значение, т.к. он не определяет наблюдаемую интенсивность разрушения поверхности. Для решения поставленной задачи в качестве количественной характеристики ТСКР в работе [21] принята вероятность распыления атома поверхности катода за единицу времени в расчете на один бомбардирующий атом  $W$  [21].

В работе [21] приведено следующее выражение для вероятности отрыва атома за единицу времени:

$$W = \left( \frac{1}{\tau} - J\pi R^2 \right) W_T + W_K J\pi R^2, \quad (1)$$

где  $\tau$  – длительность одного цикла колебаний поверхностного атома;

$J$  – плотность потока ионов, бомбардирующих поверхность;

$R$  – максимальное значение параметра удара, т. е. половина эффективного удаления между атомами в поверхностном слое;

$W_T$  – вероятность испарения атома за один цикл колебаний

$$W_T = \int_b^{\infty} f(a) da; \quad (2)$$

$b$  – смещение атома относительно положения равновесия, определяющее его отрыв;

$a$  – амплитуда теплового движения атома;

$f(a)$  – функция распределения тепловых смещений по амплитудным значениям в направлении нормали к поверхности в высокотемпературном пределе независимости;

$W_K$  – вероятность распыления инициированного поверхностного атома;

$$W_K = \int_{c_m}^{c_0} f(c) W_1(c) dc, \quad (3)$$

$$W_1(c) = \int_0^{\infty} f(a) W_0(a, c) da,$$

$W_1(c)$  – вероятность распыления атома за единицу кинетических смещений;

$f(c)$  – функция распределения кинетических смещений;

$c_m, c_0$  – диапазон кинетических сдвигов;

$W_0(a, c)$  – температурно-стимулированная вероятность распыления;

Следует отметить, что при обычных уровнях интенсивности внешнего воздействия значение  $\pi R^2$  мало по сравнению с  $\tau^{-1}$ . Тогда вероятность испарения атомов  $W_T$  с участков поверхности катода, не подверженных бомбардировке, определяется по формуле:

$$W_T = e^{-\frac{kb^2}{2T}}, \quad (4)$$

где  $k$  – эффективная константа жесткости;

$T$  – температура в энергетических единицах.

Видим, что  $W_T$  зависит лишь от температуры, причем весьма сильно, в то время как  $W_K$  более сложно зависит как от температуры, так и от параметров взаимодействия сталкивающихся атомов.

В рамках, используемых в работе [21] приближений, акт отрыва (распыления) поверхностного атома соответствует смещению атома от положения равновесия на величину, превышающую некоторую величину  $b$ , определяемую теплотой сублимации данного материала.

Вероятность температурно-стимулированного распыления  $W_0(a, c)$  определяется по формуле

$$W_0(a, c) = \begin{cases} 0, & c+a < b; \\ \frac{1}{\pi} \arccos \frac{b^2 - c^2 - a^2}{2ac}, & c+a > b > |c-a|; \\ 1, & (a-c)^2 > b^2; \end{cases} \quad (5)$$

$$c_m < c < c_0; \quad (6)$$

$$c_0 = \alpha \sqrt{\frac{2\varepsilon_1}{k}}; \quad (7)$$

$$c_m = c_0 \left\{ 1 - \left( \frac{R}{R_1 + R_2} \right)^2 \right\};$$

$$c_0 > c_m > 0; \quad R_1 + R_2 > R; \quad (8)$$

$$\varepsilon_1 > \varepsilon_2 > \varepsilon_1 \left\{ 1 - \left( \frac{R}{R_1 + R_2} \right)^2 \right\};$$

$$f(a) = \frac{ka}{T} \exp\left(-\frac{ka^2}{2T}\right), \quad (9)$$

где  $c$  – предельное кинетическое смещение атома в сторону возможного отрыва, определяемое кинетической составляющей ТСКР;

$\alpha$  – безразмерный коэффициент пропорциональности между максимальной нормальной составляющей смещения в сторону образца на начальном этапе первого цикла движения иницированного атома и максимальным смещением атома в противоположном направлении во второй части первого цикла смещений; величина  $\alpha < 1$  и может быть определена на основе решения соответствующей динамической задачи согласно [23];

$R_1, R_2$  – эффективные радиусы бомбардирующего и бомбардируемого атомов соответственно;

$\varepsilon_2$  – энергия иницированного атома.

Максимальная энергия, передаваемая иницированному атому поверхности  $\varepsilon_1$ , определяется выражением

$$\varepsilon_1 = \varepsilon \frac{4m_1m_2}{(m_1 + m_2)^2}, \quad (10)$$

где  $m_1$  и  $m_2$  – массы двух сталкивающихся атомов;

$\varepsilon$  – энергия бомбардирующего атома.

Совокупность соотношений (1) – (10) позволяет вычислить  $W$ .

Более подробный анализ и физический смысл величин и параметров в зависимостях (1) – (10) можно найти в [21].

Выражение (1) зависит от ряда параметров, определение точных значений которых может оказаться затруднительным. Но с точки зрения реализации ускоренных испытаний последнее часто не является необходимым, так как суть прогноза на основе ускоренных испытаний – в определении не абсолютного, а относительно приращения модельных параметров над натурными. При этом важно добиться постоянства наибольшего числа параметров при переходе к формированному режиму.

Формула (1) допускает упрощения в некоторых частных случаях. Например, для важного и наиболее типичного реального режима "допороговой" бомбардировки ( $c_0 < b$ ) атомами, способными внести существенные возмущения в тепловые колебания:

$$\frac{kc_0^2}{2T} \gg 1 \quad (11)$$

при дополнительном малоограничительном условии:

$$\frac{k(b-c_0)^2}{2\varepsilon_1} \geq 1 \quad (12)$$

формула (1) приводится к виду:

$$W = \frac{1}{\tau} \exp\left(-\frac{kb^2}{2T}\right) + \frac{J}{2\alpha} \sqrt{\frac{\pi b}{c_0\varepsilon_1}} \cdot \frac{T^{\frac{3}{2}}}{k} \times \left(\frac{R_1 + R_2}{b - c_0}\right)^2 \exp\left\{-\frac{k(b-c_0)^2}{2T}\right\}. \quad (13)$$

Основной интерес в уравнениях (1) и (13) представляет второе слагаемое, которое описывает температурно-стимулированное катодное распыление.

Оба слагаемых растут с температурой. При относительно низких температурах определяющим будет второе слагаемое (кинетическое), а при весьма высоких – первое (термодинамическое).

В зависимости от соотношения  $c$  и  $b$ , а также от температуры увеличение интенсивности разрушения при воздействии падающих атомных частиц может быть весьма значительным. В частности, если  $c \approx b$  и  $kb^2 \gg T$ , то, несмотря на то, что в отсутствие нагрева бомбардировка произвольно высокой интенсивности не приводит к распылению и интенсивный нагрев в отсутствие бомбардировки приводит к заметным разрушениям, сочетание бомбардировки с умеренным нагревом приводит к интенсивному распылению.

Зависимость (13) является удобной для анализа и трактовки результатов ФРИ ГПВК при работе в авторежиме, который характеризуется самосогласованным и взаимозависимым изменением параметров  $T$ ,  $J$  и  $\varepsilon_1$ .

Несоответствие функции  $W(T, J, \varepsilon)$  экспериментальным кривым может быть следствием нарушения (11). Тогда нужно обратиться к общему выражению (1). Параметры  $\tau$ ,  $\alpha$ ,  $k$ ,  $b$ ,  $\varepsilon_1$ ,  $R_1 + R_2$  поддаются вычислению и могут быть найдены из опыта.

## 2. Режим форсированных ресурсных испытаний с независимым изменением (увеличением) плотности потока ионов

Из выражения (13) видно, что для увеличения вероятности распыления  $W$ , т.е. ФРИ катодов, теоретически наиболее доступными являются три варианта. Это форсированные режимы испытаний с независимыми изменениями температуры рабочей

поверхности катода  $T$ , энергии ионов  $\varepsilon_1$  и плотности ионного потока  $J$ . Причем при изменении величины одного из этих параметров оставшиеся два должны быть неизменными.

Нами приведен теоретический анализ трех указанных вариантов ФРИ ГПВК. Результаты этих расчетно-теоретических исследований приведены ниже.

Период кристаллической решетки вольфрама равен  $3,17 \text{ \AA}$ . Частота падения ионов на один и тот же узел примерно равна  $10^5 \text{ 1/с}$ , т.е. время между ударами равняется  $10^{-5} \text{ с}$ , что много больше среднего времени релаксации колебательного возбуждения (примерно  $10^{-13} \text{ с}$ ). Т.о. нелинейность по интенсивности бомбардировки может проявиться при плотностях тока примерно на 8 порядков превосходящих реально существующие. То есть, в теории, при неизменности температуры поверхности и энергии падающих ионов имеется возможность практически неограниченного (в  $10^8$  раз) усиления эффектов разрушения. При этом характер ТСКР остаётся неизменным.

При особо больших значениях плотности тока ионов на рабочую поверхность катода (свыше  $10^8$  раз) возможно увеличение градиентов температуры до появления нелинейной теплопроводности, коренного изменения характера ТСКР, и, в конечном счете, до утраты возможности сопоставления модельных и натуральных условий. На практике, плотность потока ионов на внутреннюю рабочую поверхность диафрагмы отверстия ГПВК может достигать  $10^5 \text{ А/см}^2$ . Для проведения ФРИ таких катодов потребуются ускорители ионов ксенона с плотностью ионного пучка большей чем  $10^5 \text{ А/см}^2$  с энергией в несколько десятков эВ, что само по себе может стать огромной проблемой при их технической реализации.

Для диафрагмированного W-Ва катода с прокачкой Хе характерны следующие величины: концентрация заряженных ионов ксенона  $n_i = n_e \approx 10^{20} \text{ 1/м}^3$ , потенциал ионизации ксенона  $\varepsilon_{\phi_i} = 12,13 \text{ эВ}$ , масса иона ксенона  $m_i = 2,18 \cdot 10^{-25} \text{ кг}$ , электронная температура  $T_e = 0,2\varepsilon_{\phi_i} \approx 2,4 \text{ эВ}$ . Плотность потока ионов на рабочую поверхность катода [24]:

$$J = n_i \sqrt{\frac{T_e}{m_i}} \sim 10^{23} (\text{м}^2\text{с})^{-1}. \quad (14)$$

Видно, что плотность потока ионов  $J$  прямо пропорциональна концентрации ионов (плазмы), также зависит от температуры электронов  $T_e$  и массы ионов  $m_i$ .

Так как диапазон изменения температуры электронов  $T_e$  в реальных условиях работы ГПВК невелик, то представляет интерес зависимость интенсивности потока ионов от их сорта, т.е. массы  $m_i$ . Рассмотрим зависимость  $J = f(m_i)$  более подробно. На рис. 1 показана зависимость плотности потока ионов на рабочую поверхность катода от массы иона. В табл. 1 представлены значения массы атомов, потенциалов ионизации, электронной температуры и плотностей потока ионов для четырех инертных газов – неона, аргона, криптона и ксенона.

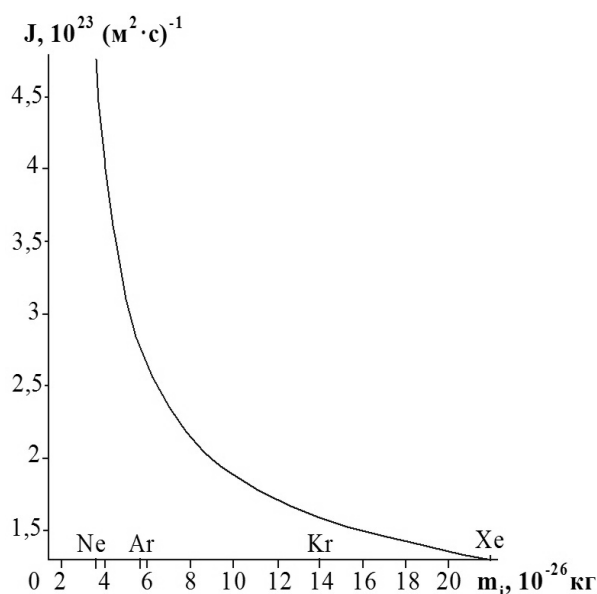


Рис. 1. Зависимость плотности потока ионов на рабочую поверхность катода от массы иона

Анализ табл. 1 и рис. 1 показывает, что для более легких инертных газов (неон, аргон), плотность потока ионов в 2-3 раза больше, чем для ксенона, обычно применяемого в качестве рабочего тела ГПВК. А наибольшее увеличение плотности тока,

в 3-4 раза, дает замена ксенона на неон. Т.о. на практике резкого (форсированного) увеличения распыления ГПВК при замене рабочего тела не произойдет.

### 3. Форсированные ресурсные испытания с независимым изменением температуры рабочей поверхности катода

Уравнение (13) показывает высокую чувствительность эрозии к температуре. Можно констатировать наличие характеристической температуры, выше которой сублимация протекает интенсивней температурно-стимулированного распыления.

Для полого катода из пористого вольфрама, импрегнированного барийсодержащим активатором и работающем на ксеноне, ориентировочно:

$$\tau \approx 4 \cdot 10^{-13} \text{ с};$$

$$\varepsilon_1 \approx \varepsilon \approx 10 \text{ эВ};$$

$$\frac{kb^2}{2} \approx 10 \text{ эВ};$$

$$k \approx 10^2 \frac{\text{Н}}{\text{м}};$$

$$b \approx 1,8 \text{ \AA};$$

$$J \approx 10^{23} (\text{м}^2 \cdot \text{с})^{-1}.$$

На рис. 2 показана зависимость вероятности сублимации эмиссионно-активной барийсодержащей добавки от температуры поверхности катода. Видно, что при достижении температуры рабочей поверхности катода значений 0,14 эВ (1145 К), происходит резкое увеличение вероятности сублимации барийсодержащей пропитки.

На рис. 3 представлена зависимость кинетической составляющей вероятности отрыва атома материала рабочей поверхности катода под воздействием соседних атомов поверхности от ее температуры.

На данном графике видно, что вероятность  $W_K$  отрыва растет с увеличением температуры.

Таблица 1

Плотность потока ионов различных инертных газов

Инертный газ	Масса атома, $m_i, 10^{-26}$ кг	Потенциал ионизации, $e\phi_i$ , эВ	Электронная температура $0,2e\phi_i$ , эВ	Плотность потока ионов, $J, (\text{м}^2 \cdot \text{с})^{-1}$
Ne	3,35	21,7	4,31	4,6 · 10 <sup>23</sup>
Ar	5,16	15,75	3,15	2,99 · 10 <sup>23</sup>
Kr	13,9	13,99	2,80	1,80 · 10 <sup>23</sup>
Xe	21,8	12,13	2,43	1,34 · 10 <sup>23</sup>

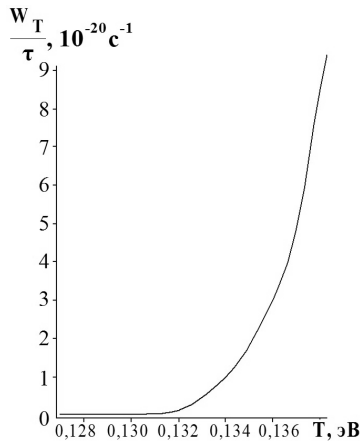


Рис. 2. Зависимость вероятности сублимации от температуры поверхности катода

На рис. 4 показана зависимость вероятности отрыва атома с рабочей поверхности катода от энергии бомбардирующих ионов.

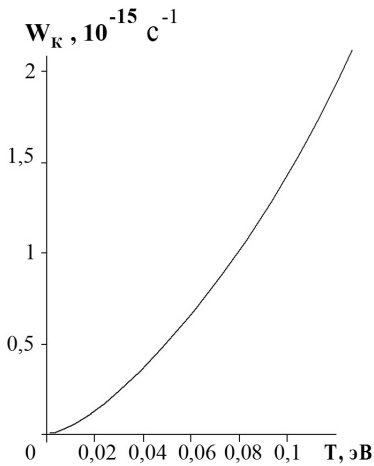


Рис. 3. Температурная зависимость вероятности отрыва атомов после акта соударения

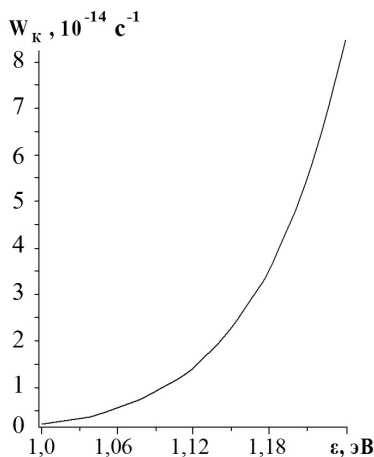


Рис. 4. Зависимость вероятности распыления от энергии бомбардирующих ионов  $\epsilon$

Видно, что при энергиях бомбардирующих ионов больших, близких к пороговым (энергия отрыва около 10 эВ) вероятность распыления резко возрастает. Значение коэффициента  $\alpha$  определяется микроструктурой образца вблизи поверхности, в силу чего теоретическое прогнозирование этой величины вызывает трудности. Целесообразно определённое варьирование этого параметра.

На рис. 5 показана зависимость вероятности отрыва после акта соударения от коэффициента  $\alpha$  и температуры поверхности  $T$ . Видно, что при  $\alpha < 0,35$  вероятность отрыва практически равна нулю при любых температурах.

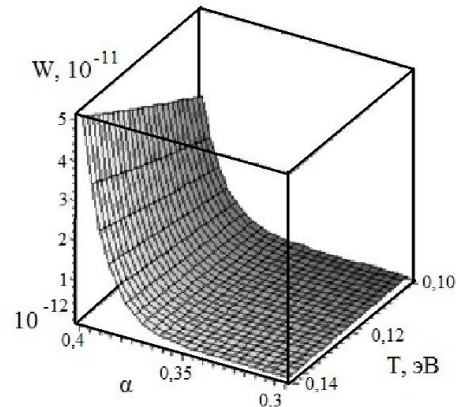


Рис. 5. Зависимость вероятности отрыва после акта соударения от  $\alpha$  и  $T$

Рис. 6 показывает зависимость вероятности отрыва от коэффициента  $\alpha$  и от энергии бомбардирующих ионов  $\epsilon$ . Видно, что для преобладания ТСКР необходимо чтобы  $\alpha \geq 0,35$ , а энергия бомбардировки  $\epsilon \geq 3,6 \cdot 10^{-18}$  Дж ( $\approx 20$  эВ).

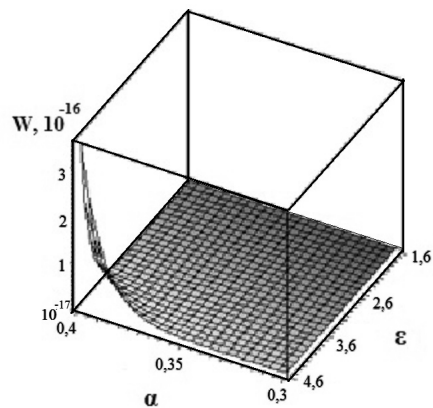


Рис. 6. Зависимость вероятности отрыва после акта соударения от энергии бомбардирующего иона  $\epsilon$  и коэффициента  $\alpha$

Таким образом, оценочно  $T_{кр}(0,3) \approx 1700$  К ;  
 $T_{кр}(0,37) \approx 2100$  К.

Помечая модельные характеристики штрихом, в условиях преобладания механизма распыления ( $T < T_{кр}$ ) получается

$$\frac{W'}{W} \approx \frac{W'_K}{W_K} = \left(\frac{T'}{T}\right)^2 e^{-\frac{k(b-c_0)^2}{2} \frac{(T-T')}{TT'}}, \quad (15)$$

а при  $T > T_{кр}$ , т.е. для режима интенсивного испарения

$$\frac{W'}{W} \approx \frac{W'_T}{W_T} = e^{-\frac{kb^2}{2} \frac{(T-T')}{TT'}}. \quad (16)$$

Применимость (16) ограничена плавлением или структурными изменениями материала и условиями (12). Например, условие

$$\frac{k(b-c_0)^2}{2T} > 1 \quad (17)$$

можно записать в виде:

$$\frac{\varepsilon_0}{T} \left(1 - \alpha \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}}\right)^2 > 1, \quad (18)$$

где  $\varepsilon_0$  – энергия отрыва поверхностного атома.

Это значит, что условие трудно выполнимо для легкоплавких материалов.

Теоретические расчеты показывают, что для  $\alpha = 0,37$ , в случае использования Cu-Ag при  $\varepsilon_1 \approx \varepsilon \approx 10$  эВ, ограничение (18) не выполняется уже при  $T = 500$  К. Для W-Xe при прочих равных условиях характерной будет температура в 9 раз выше нормальной.

Следует заметить, что приведенные зависимости и значения показательных величин найдены для фиксированного набора параметров, исключая  $\alpha$ . Тем самым, приведенные зависимости имеют преимущественно качественное значение. С другой стороны, варьирование  $\alpha$ , достигаемое микроскопическим анализом состояния поверхности, изменением ориентации объектов воздействия, и, может быть использовано для подбора материала как весьма мощное средство для ускоренных ресурсных испытаний.

#### 4. Режим с независимым изменением энергии бомбардирующих ионов

Как показывают оценки, для исследуемых катодов, варьирование энергии может дать увеличение интенсивности эрозии, соизмеримое по величине с температурным фактором.

Соотношение (13), определяет два варианта соответствий между нормальным и форсированным режимом в зависимости от преобладания или несущественности сублимации по сравнению с ТСКР. Однако вариант преобладания сублимации интересен, т.к. предполагает заведомую второстепенность вклада кинетических эффектов.

Если эффект сублимации несущественен, то

$$\frac{W'}{W} = \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon'_1}\right)^{\frac{3}{4}} \left(\frac{b - \alpha \sqrt{\frac{2\varepsilon_1}{k}}}{b - \alpha \sqrt{\frac{2\varepsilon'_1}{k}}}\right)^2 \times \exp\left\{\sqrt{\frac{k}{2}} \frac{\alpha}{T} \left[2b - \alpha \sqrt{\frac{2}{k}} (\sqrt{\varepsilon'_1} + \sqrt{\varepsilon_1})\right] (\sqrt{\varepsilon'_1} - \sqrt{\varepsilon_1})\right\}. \quad (19)$$

Соотношение (19) указывает на сильную зависимость эффективности распыления от энергии бомбардировки, определяемую изменением, как показателя экспоненты, так и перед экспоненциальным выражением. Правда, при весьма низких значениях  $\varepsilon_1$  (ориентировочно 0,1 эВ, что соответствует энергиям бомбардировки до единиц эВ), зависимость коэффициента распыления от энергии может быть весьма слабой, или даже инверсной, что есть признак преобладания испарения. При этом вероятности отрыва атомов также крайне низки. Повышение энергии воздействия определяет режим ТСКР. Для областей энергии, далеких от порога распыления формула (19) упрощается. Получается

$$\frac{W'}{W} \approx \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon'_1}\right)^{\frac{3}{4}} \exp\left(\sqrt{2k} \frac{\alpha b}{T} [\sqrt{\varepsilon'_1} - \sqrt{\varepsilon_1}]\right). \quad (20)$$

В области применимости выражения (20) соотношение  $W'/W$  может приобретать весьма большие значения (до нескольких десятичных порядков), но при этом абсолютное значение вероятностей распыления остаются низкими.

При еще более высоких энергиях (вплоть до 10 эВ) требуется опираться на более точное выражение для расчета (20). Ввиду того, что параметры  $b$ ,  $\alpha$  могут быть определены только приблизительно, расчетные данные ресурса должны рассматриваться

только как оценка. Однако использование экспериментальной информации о коэффициентах распыления при различных энергиях позволяет уточнить значения параметров, теоретического описания и тем самым повышает достоверность теоретических значений и расширяет область применимости формулы (19) и других введенных соотношений.

Следует иметь в виду, что по мере приближения  $c_0$  к  $b$  (увеличение энергии бомбардировки) предпосылки теоретического рассмотрения как допорогового постепенно утрачивают силу. В эксперименте названная область негарантированных применений записанных выражений для  $W_0$ ,  $W_1$ ,  $W$  соответствует уровням коэффициентов распыления, сопоставимых с единицей. Не следует выходить из области параметров, где коэффициент распыления, понимаемый в традиционном смысле, превышает значения 0,2...0,3.

### 5. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными

Полученные в экспериментах [6] скорости эрозии ГПВК находятся в диапазоне  $\omega = 10^{-6} \dots 10^{-8} \text{ кг} / \left( \text{м}^2 \cdot \text{с} \right)^{-1}$ , при величинах токов  $I_p = 1 \dots 100 \text{ А}$ . Им соответствуют значения коэффициентов катодного распыления (в классическом понимании [17])  $K \sim 10^{-4} \dots 10^{-7}$ .

В тоже время, расчетные (теоретические) значения вероятности ТСКР (см. рис. 2-6) находятся в области  $W \sim 10^{-11} \dots 10^{-15}$ .

Следовательно, расчетные значения вероятности ТСКР  $W$  в несколько порядков меньше экспериментальных величин коэффициентов катодного распыления.

Как и следовало ожидать, математическая модель температурно-стимулированного катодного распыления не позволила получить сколько-нибудь приемлемые количественные результаты. Рассчитанные по ней вероятности ТСКР на несколько порядков отличаются от экспериментальных значений коэффициентов катодного распыления.

Привлекательность предлагаемого метода прогнозирования определяется возможностями широкого варьирования результирующих характеристик в условиях неизменности физического механизма распыления.

Трудности применения метода связаны, прежде всего, с необходимостью отождествления режимов функционирования, где один – теоретический – содержит микроскопические параметры универ-

сального, аппроксимационного характера, а другой – оперирует макроскопическими величинами, поддающимися экспериментальному определению.

Параметры теории, обозначаемые как  $b$ ,  $c_0$ ,  $\alpha$ ,  $k$ , могут быть определены на основе имеющихся данных или макроскопических экспериментов, однако использование этих данных требует осторожности в силу ряда обстоятельств. Интенсивное воздействие на поверхность разрушает поверхностный слой, формируя динамически равновесные условия, существующие только в условиях данного воздействия и исчезающие при устранении этого фактора. Например, трудно ожидать, что эффективный порог распыления, найденный в «чистом» эксперименте, сохранит свое значение в условиях разрушения поверхностной пленки «разрыхления» поверхностного слоя и косой бомбардировки поверхности.

### Выводы

В результате проведенного анализа установлено, что состояние теоретической базы для создания методики ФРИ ГПВК в настоящее время является неудовлетворительным. Это обусловлено тем, что математическая модель температурно-стимулированного катодного распыления, в ее современном виде, не готова стать теоретической основой ФРИ ГПВК.

Основной недостаток данной модели – рассчитанные по ней величины вероятностей ТСКР  $W$  находятся в области значений на 6-8 десятичных порядков меньше значений этих же параметров, полученных экспериментально.

Положительным качеством данной модели является возможность реализации независимых путей искусственной интенсификации процессов ТСКР: увеличение интенсивности потока частиц на рабочую поверхность, повышение энергии бомбардирующих ионов и повышение температуры. Показано, что в широком диапазоне величин этих форсирующих воздействий сохраняется основной механизм разрушения ГПВК – ТСКР.

Однако для создания на основе математической модели ТСКР, реализуемых на практике, методик ФРИ предстоит провести еще большой объем расчетно-теоретических исследований и экспериментальных работ.

Ближайшей задачей создателей математической модели ТСКР является отыскание пути сближения расчетных (теоретических) и экспериментальных значений параметров ТСКР.



## Литература

1. ГОСТ 27.002-89. Надежность в технике. Основные понятия. Термины и определения [Текст] – М. : Изд-во стандартов, 1990. – 37 с.
2. Sengupta, A. Status of the Extended Life Test of the Deep Space 1 Flight Spare Ion Engine After 30,34 Hours of Operation [Text] / A. Sengupta, J. R. Brophy, D. G. Keith // Proc. of the 39-th Joint Propulsion Conference by AIAA-2003-478, Huntsville, Allabama, July 20–23, 2003. – 23 p.
3. Sarver–Verhey, T. R. International space station cathode life testing status [Text] / T. R. Sarver–Verhey, G. C. Soulas // Proc. 34-th Joint Propulsion Conf. and Exhibit. – Cleveland, Ohio, July 13–15, 1998. – 17 p.
4. Перроте, А. И. Ускоренные испытания изделий на надежность [Текст] / А. И. Перроте, М. А. Сторчак. – М.: Машиностроение, 1975. – 45 с.
5. Пешес, Л. Я. Основы теории ускоренных испытаний на надежность [Текст] / Л. Я. Пешес, М. Д. Степанова. – Минск: Наука и техника, 1924. – 117 с.
6. Долгов, А. С. К вопросу о механизме разрушения горячих полых катодов в слаботоочном дуговом разряде [Текст] / А. С. Долгов, А. И. Оранский, В. М. Рашкован // Источники низкотемпературной плазмы: темат. сб. науч. тр. Нац. аэрокосм. ун-та им. Н. Е. Жуковского «ХАИ». – Вып. 2. – X., 1977. – С. 48 – 10.
7. Оранский, А. И. Особенности отказов диафрагмированных полых высокоэмиссионных катодов [Текст] / А. И. Оранский // Авиационно-космическая техника и технология. – 1998. – № 2. – С. 282–286.
8. Оранский, А. И. Газоразрядные полые высокоэмиссионные катоды [Текст]: моногр. в 4 т.; под ред. А. И. Оранского / А. И. Оранский, А. С. Долгов, А. А. Таран. – X.: Нац. аэрокосм. ун-т им. Н. Е. Жуковского «Харьк. авиац. ин-т», 2011. – Т. 1 : Основы проектирования. – 256 с.
9. Исследование эрозии тугоплавких металлов при взаимодействии с ионами низких энергий и высоких температурах [Текст] / Е. П. Ваулин, Н. Б. Георгиева, Т. П. Мартыненко, Т. П. Феоктистов // Физика плазмы. – 1981. – Т. 7, № 2. – С. 437–448.
10. Ваулин, Е. П. О характере, энергетической и температурной зависимости коэффициента распыления поликристаллов при бомбардировке медленными ионами [Текст] / Е. П. Ваулин // Материалы VII Всесоюз. конф. "Взаимодействие атомных частиц с твердым телом". – Минск, 1984. – Ч. 1. – С. 13–14.
11. Мойжес, Б. Я. К теории дуги высокого давления на тугоплавком катоде [Текст] / Б. Я. Мойжес, В. А. Немчинский // Журн. техн. физ. – 1924. – Т. 42, вып. 9. – С. 1001–1009.
12. Зимин, А. М. О влиянии геометрии полого катода на катодные процессы [Текст] / А. М. Зимин, Н. П. Козлов, В. И. Хвезюк // Журн. техн. физ. – 1925. – Т. 13, вып. 10. – С. 2181–2183.
13. Костюк, Г. И. Методика априорного многофакторного прогнозирования ресурса расходных полых катодов плазменных ускорителей [Текст] / Г. И. Костюк, Е. Г. Костюк, А. И. Оранский // Источники и ускорители плазмы: межвуз. темат. сб. науч. тр. Нац. аэрокосм. ун-та им. Н. Е. Жуковского «ХАИ». – Вып. 9. – X., 1985. – С. 19 – 26.
14. Теоретические предпосылки ускоренных ресурсных испытаний катодов-компенсаторов в форсированном режиме [Текст] / В. И. Кащенко, В. Н. Ковалев, А. А. Ляпин и др. // Ракетно-космическая техника, Сер. IV. – 1991. – Вып. 3. – С. 135–148.
15. Баранов, В. И. Модель эрозии эмиттера полого катода для прогнозирования ресурса по результатам ускоренных испытаний [Текст] / В. И. Баранов, А. И. Васин, В. А. Петросов // Ракетно-космическая техника, Сер. IV. – 1991. – Вып. 3. – С. 11–17.
16. Nesterenko, S. Yu. Complex mathematical model and calculation method for high emission gas discharge hollow cathodes [Text] / S. Yu. Nesterenko, A. I. Oranskiy // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics (11). – 2005. – № 2. – P. 88–90.
17. Nesterenko, S. Yu. Mathematical Model and Calculation Method for Hollow Cathodes Lifetime Forecast [Text] / S. Yu. Nesterenko, A. I. Oranskiy // Proc. of the 30th International Electric Propulsion Conf. – Florence, Italy, 2007. – P. 44 – 48.
18. Оранский, А. И. Газоразрядные полые высокоэмиссионные катоды [Текст]: моногр. в 4 т. / А. И. Оранский, С. Ю. Нестеренко; под ред. А. И. Оранского. – X.: Нац. аэрокосм. ун-т им. Н. Е. Жуковского «Харьк. авиац. ин-т», 2011. – Т. 2: Теория и расчет. – 156 с.
19. Долгов, А. С. К теории катодного распыления при малых энергиях [Текст] / А. С. Долгов // Физика твердого тела. – 1977. – Т. 19, вып. 5. – С. 1215 – 1218.
20. Долгов, А. С. Кинетика распыления поверхностей медленными атомными частицами [Текст] / А. С. Долгов // Укр. физ. журнал. – 1989. – Т. 34, № 5. – С. 231 – 236.
21. Плешивец, Н. В. Катодное распыление [Текст] / Н. В. Плешивец. – М.: Атомиздат, 1920. – 343 с.

22. Долгов, А. С. *Физика твердого тела [Текст] : учеб. пособие / А. С. Долгов. – Х.: Нац. аэрокосм. ун-т «ХАИ», 2004. – 131 с.*

23. Пярнуу, А. А. *Взаимодействие молекул газа с поверхностями [Текст] / А. А. Пярнуу. – М.: Наука, 1974. – 217 с.*

24. Мацевитый, В. И. *Покрyтия для режyющих инструментов [Текст] / В. И. Мацевитый. – Х.: Вища школа, 1987. – 128 с.*

*Поступила в редакцию 24.01.2014, рассмотрена на редколлегии 12.02.2014*

**Рецензент:** д-р техн. наук, проф., проф. кафедры «Теоретической механики, машиноведения и роботомеханических систем» Г. И. Костюк, Национальный аэрокосмический университет им. Н. Е. Жуковского «Харьковский авиационный институт», Харьков, Украина.

## ТЕОРЕТИЧНІ АСПЕКТИ ФОРСОВАНИХ РЕСУРСНИХ ВИПРОБУВАНЬ КАТОДІВ ЕЛЕКТРОРАКЕТНИХ ДВИГУНІВ

*А. І. Оранський, А. С. Долгов, Д. А. Оранська*

На базі відомої моделі температурно-стимульованого катодного розпилення (ТСКР) отримано математичні вирази для визначення ймовірності руйнування катодів електроракетних двигунів для трьох можливих режимів форсованих ресурсних випробувань. Це режими з незалежною зміною основних параметрів ТСКР (навантаження) – температури катода, щільності іонного потоку і енергії іонів. Показано, що запропонований метод прогнозування дозволяє широко варіювати параметрами навантаження та результуючими характеристиками при незмінності фізичного механізму ТСКР. Встановлено, що розрахункові величини ймовірності ТСКР на кілька порядків відрізняються від експериментальних значень коефіцієнтів катодного розпилення. Обговорюються можливі причини розбіжності експериментальних і розрахунково-теоретических результатів та шляхи їх усунення.

**Ключові слова:** електроракетні двигуни, прогнозування ресурсу катодів, теорія форсованих ресурсних випробувань.

## THEORETICAL ASPECTS BOOST RESOURCE TESTS CATHODE ELECTRIC PROPULSION

*A. I. Oranskiy, A. S. Dolgov, D. A. Oranska*

On the basis of well-known model of temperature-stimulated cathodic diffusion (TSCD) obtained mathematical expressions to determine the probability of fracture cathode electric propulsion for the three modes of forced endurance test. This change modes with independent basic parameters TSCD (load) – cathode temperature, ion flux density and ion energy. It is shown that the proposed method allows to vary widely predict the parameters of loading and the resulting characteristics of the physical mechanism at constant TSCD. Found that estimates of the probability of TSCD by several orders differ from the experimental values of the coefficients of cathode sputtering. We discuss possible reasons for the discrepancy of experimental and computational results theoretically and ways to overcome them.

**Keywords:** electric propulsion, life prediction cathodes, theory augmented resource tests.

**Оранский Анатолий Иванович** – д-р техн. наук, проф., профессор Межотраслевого научно-технического центра космической энергетики и двигателей (МНТЦ КЭД), Национальный аэрокосмический университет им. Н. Е. Жуковского «Харьковский авиационный институт», Харьков, Украина.

**Долгов Анатолий Сергеевич** – канд. физ.-мат. наук, доц., доцент кафедры Двигателей и энергоустановок летательных аппаратов, Национальный аэрокосмический университет им. Н. Е. Жуковского «Харьковский авиационный институт», Харьков, Украина.

**Оранская Дарья Анатольевна** – аспирант кафедры Физики, Национальный аэрокосмический университет им. Н. Е. Жуковского «Харьковский авиационный институт», Харьков, Украина, e-mail: oranskaya.darya@yandex.ua.