

УДК 629.7.063(075.8.)

Анализ уравнения баланса энергии в зоне взаимодействия высокоскоростной частицы с твёрдой поверхностью

Никитин П.В.*, Тушавина О.В.**

*Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), МАИ, Волоколамское шоссе, 4, Москва, А-80, ГСП-3, 125993,
Россия*

**e-mail: petrunecha@gmail.com*

***e-mail: solgtu@gmail.com*

Аннотация

В работе проводится анализ уравнения баланса энергии в зоне взаимодействия высокоскоростного гетерогенного потока с твёрдой поверхностью. Задача решается аналитически и ставит своей целью раскрыть физическую сущность рода энергий, реализованных при взаимодействии сверхзвукового гетерогенного потока с плоской преградой. Необходимость решения такой задачи связана с изучением механизма удара «К-фазы» при формировании разнофункциональных покрытий на поверхностях конструкций высокоскоростными низкотемпературными гетерогенными потоками. При формировании качественных покрытий на поверхностях конструкций определяющую роль играет как температура частицы, так и

температура поверхности в зоне удара. В этой связи одной из задач настоящей работы является определение уровней указанных температур.

Ключевые слова: гетерогенный поток, механизм удара, разнофункциональные покрытия, качественные покрытия.

1. Уравнение баланса энергии в зоне удара.

В символах уравнение баланса энергии в зоне удара можно представить в виде:

$$E_{\text{кин. р}} = E_{\text{деф. р}} + E_{\text{деф. под}} + E_{\text{наг. р}} + E_{\text{наг. под}} \quad (1.1)$$

В уравнении (1.1) в явном виде не учтена энергия нагрева частиц в потоке газа-носителя, а также энергия нагрева подложки газовым потоком. Это объясняется тем, что указанные виды энергий учитываются в уравнении баланса параметрами, характеризующими механические свойства материалов частиц и подложки (см. ниже).

Раскроем физическую сущность и представим математическое описание каждого из членов соотношения (1.1).

1.1. Энергия частицы.

Кинетическая энергия частицы в момент удара определяется массой m_p и скоростью частицы V_p и представляется в виде:

$$E_{\text{кин.р}} = \frac{m_p \cdot V_p^2}{2}. \quad (1.2)$$

1.2. Энергия деформации частицы.

Это энергия, затраченная на пластическую деформацию частицы при ударе о подложку, т.е. энергия, затраченная на изменение формы частицы от сферической до близкой к эллипсоидной (сфероидной).

Форма, близкая к эллипсоидной, которую принимает частица в момент удара о подложку, установлена визуальным изучением шлифов покрытий металлов при их многократном увеличении. Оказалось, что форма деформированных частиц, образующих покрытие, в большинстве случаев близка к эллипсоидной (рис.1) и только при скоростях частиц ~ 1000 м/сек форма деформированной частицы близка к дисковой.

Так как при ударе частица проникает в подложку на незначительную глубину, то логично предположить, что процесс деформации частицы в основном сопровождается сжатием частицы и ее растеканием по поверхности. В этом случае правомерно считать, что растекание частицы происходит свободно, без сопротивления внешней среды /1, 2, 3, 4/.

Таким образом, определяющим механическим процессом в этом случае является процесс растекания, а не сжатия. Это значит, что энергия деформации частицы затрачивается на преодоление сил сопротивления текучести при деформации её поверхности от исходной сферической формы (диаметра) d_p до сфероида (высота $2b$) (рис. 2).

Исходя из сказанного, энергию деформации частицы можно записать в виде:

$$E_{\text{деф. р}} = \sigma_T \cdot \Delta F_p (d_p - 2b_p), \quad (1.3)$$

где σ_T - предел текучести материала частицы, ΔF_p - изменение площади боковой поверхности частицы за счёт деформации при ударе о подложку.

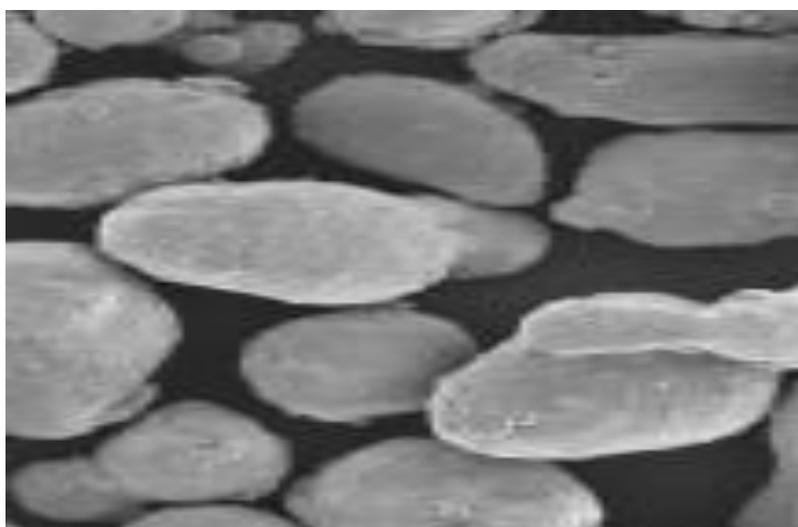


Рис 1. Форма деформированных частиц при формировании покрытия.

Очевидно, $\Delta F_p = F_{\text{эл}} - F_{\text{сф}}$. В свою очередь, боковая поверхность частицы сферической формы $F_{\text{сф}} = \pi d_{\text{сф}}^2$, а боковая поверхность эллипсоида равна:

$$F_{\text{эл}} = 2\pi a^2 + \frac{b^2}{\alpha} \ln \frac{1+\alpha}{1-\alpha},$$

где $\alpha = \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}}$

Преобразовав, получим:

$$\Delta F_p = \pi \left[2a^2 + \frac{b^2}{\alpha} \ln \frac{1+\alpha}{1-\alpha} - d_{\text{сф}}^2 \right].$$

(1.4)

Подставив (1.4) в (1.3), получим:

$$E_{\text{деф. р}} = \pi d_p \cdot \sigma_T \left[2a^2 + \frac{b^2}{\alpha} \ln \frac{1+\alpha}{1-\alpha} - d_{\text{сф}}^2 \right] (1 - \varepsilon), \quad (1.5)$$

где $\varepsilon = \frac{2b}{d_p}$ - степень деформации частицы при ударе, $2a$ и $2b$ – большая и

малая оси сфероида, соответственно (см. рис.2).

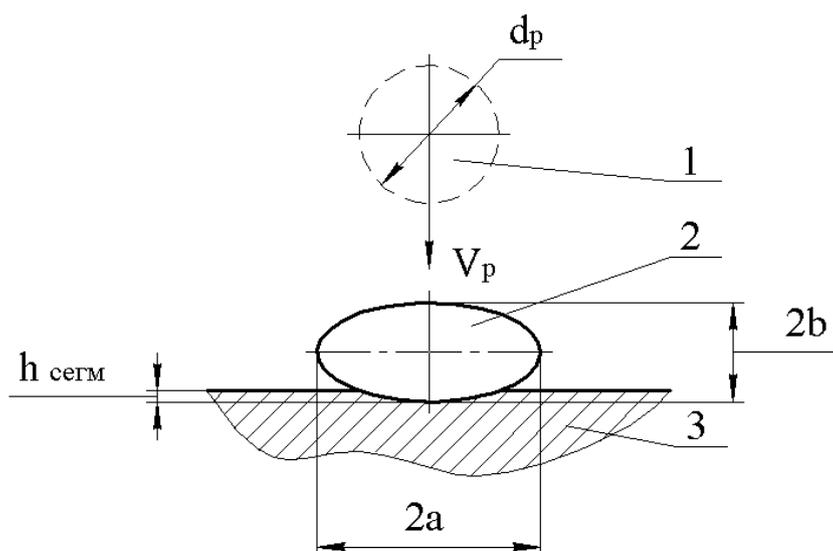


Рис. 2. Деформации металлической частицы при ударе о твердую поверхность (подложку):

1– форма частицы до удара, R_{cf} - радиус, V_p - скорость частицы в момент удара о подложку, 2– сегментальная форма частицы после удара, $d_{деф} - 2b$ - диаметр сегмента, $h_{сегм}$ – глубина проникновения частицы 1 в подложку 3

1.3. Энергия деформации подложки.

Это энергия, затрачиваемая на деформацию подложки. Физическим процессом при этом является пластическое сжатие материала подложки. Величина этой энергии определяется, главным образом, двумя факторами.

Глубиной проникновения частицы в тело подложки $h_{сегм}$ (рис. 2) и силой сопротивления сжатию материала подложки $\bar{P}_{сопр}$. В таком случае имеем:

$$E_{деф.подл} = \bar{P}_{сопр} \cdot h_{сегм} . \quad (1.6)$$

Для приближенной оценки величины $h_{сегм}$ обратимся к одному из положений физики твердого тела, а именно к задаче определения твердости материалов по Бринеллю методом сферы /6/. В этом методе, как известно, применяется сфера, изготовленная из материала высокой твердости, чтобы исключить ее деформацию при ударе о подложку.

Очевидно, метод сферы Бринелля можно применить и к процессу формирования покрытий НТГДМ-технологией, поскольку проникновение

частицы в тело подложки в этом процессе реализуется в основном на начальной стадии взаимодействия частицы с подложкой, когда деформация падающей частицы еще не существенная. При последующем развитии удара, частица сильно деформируется. Последнее вызывает резкое увеличение площади контакта частицы с подложкой, т.е. резкое увеличение сопротивления проникновению деформированной частицы в тело подложки. Это мгновенно тормозит процесс проникновения частицы в тело подложки. В силу указанного, можно с высокой достоверностью считать, что глубина проникновения $h_{\text{сегм}}$ частицы в тело подложки реализуется на начальной стадии удара. В таком случае, согласно Бринеллю имеем:

$$H_{\beta} = \frac{\bar{P}_{\text{сопр}}}{\pi d_p \left(d_p - \sqrt{d_p^2 - d_{\text{сегм}}^2} \right)}, \quad (1.7)$$

где $\bar{P}_{\text{сопр}}$ - усредненная сила сопротивления, приложенная к частице со стороны подложки; d_p - диаметр частицы; $d_{\text{сегм}}$ - диаметр сегмента (углубления).

Используя далее (1.7), получим:

$$\bar{P}_{\text{сопр}} = \pi d_p \left(d_p - \sqrt{d_p^2 - d_{\text{сегм}}^2} \right) H_{\beta}. \quad (1.8)$$

На рис. 3 представлена геометрическая модель взаимодействия частицы с подложкой в начальный момент удара.

Тогда, для оценки глубины проникания частицы в материал, просто записать выражение в виде:

$$h_{\text{сегм}} = \frac{d_{\text{сф}} - \sqrt{d_{\text{сф}}^2 - d_{\text{сегм}}^2}}{2}, \quad (1.9)$$

где $d_{\text{сф}} = d_p$ – диаметр частицы.

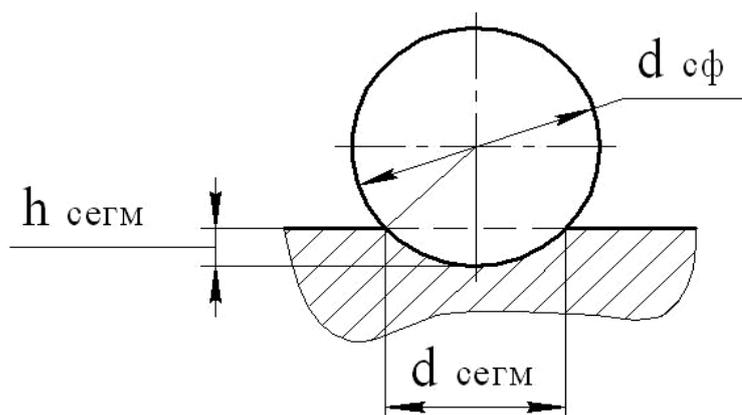


Рис. 3. Определения микротвердости материала по Бринеллю:

$h_{\text{сегм}}$ – глубина проникновения частицы в подложку,

$d_{\text{сф}}$ – диаметр частицы перед ударом

Используя (1.9) преобразуем (1.8) к виду:

$$\bar{P}_{\text{сопр}} = 2\pi h_{\text{сегм}} \cdot d_p \cdot H_{\beta} . \quad (1.10)$$

Подставив (1.10) в (1.6), окончательно получим:

$$E_{\text{деф.подл}} = 2\pi h_{\text{сегм}}^2 \cdot d_p \cdot H_{\beta} . \quad (1.11)$$

1.4. Энергия нагрева частицы и подложки.

Энергии, затраченные на нагревание частицы $E_{\text{наг.р}}$ и подложки $E_{\text{наг.под}}$, можно представить в следующем виде.

- для частицы:

$$E_{\text{наг. р}} = m_{\tau, \text{р}} \cdot c_{\text{р}} \left(\bar{T}_{\tau, \text{р}} - T_{\text{нач. р}} \right), \quad (1.12)$$

где $m_{\tau, \text{р}}$ -доля прогретой массы частицы за время удара τ ,

$\bar{T}_{\tau, \text{р}}$ -среднемассовая температура прогретого участка частицы, $c_{\text{р}}$ – удельная теплоёмкость материала частицы при температуре $\bar{T}_{\tau, \text{р}}$;

$T_{\text{нач. р}}$ - средняя температура частицы перед ударом;

- для подложки:

$$E_{\text{наг. подл}} = m_{\tau, \text{подл}} \cdot c_{\text{подл}} \left(\bar{T}_{\tau, \text{подл}} - T_{\text{нач. подл}} \right), \quad (1.13)$$

где $m_{\tau, \text{подл}}$ - доля прогретой массы подложки за время удара τ , $\bar{T}_{\tau, \text{подл}}$ - среднемассовая температура прогретого участка подложки, $c_{\text{подл}}$ – удельная теплоемкость материала подложки при температуре $\bar{T}_{\tau, \text{подл}}$, $T_{\text{нач. подл}}$ - температура подложки перед ударом.

Из теории нестационарной теплопроводности известно, что длина, на которую распространится температурная волна за время нагрева (время экспозиции) τ , определяется в виде $\delta = \sqrt{a \cdot \tau}$, где a - коэффициент температуропроводности тела. Тогда для процесса прогрева частицы за время удара (рис.4) имеем:

$$\delta_{\text{р}} = \sqrt{a_{\text{р}} \cdot \tau_{\text{уд}}}, \quad (1.14)$$

где $\tau_{уд}$ - время удара, т.е. время, в течение которого частица деформируется от сферической формы до сфероидной, a_p - коэффициент температуропроводности материала частицы.

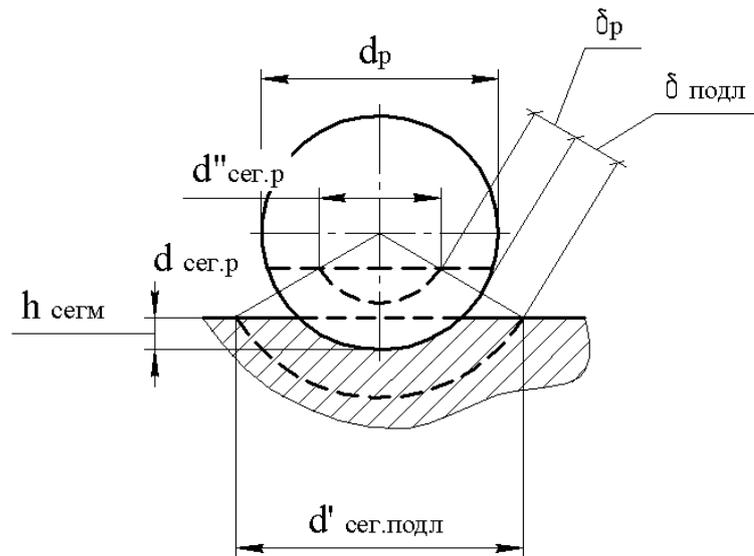


Рис. 4. Схема прогрева частицы и подложки при их взаимодействии.

d_p - исходный диаметр частицы, $h_{сегм}$ - глубина проникновения частицы в подложку, $d'_{сег. подл.}$ - диаметр сегмента деформации подложки, $d_{сег.р}$ - диаметр прогретого сегмента частицы, $d''_{сег.р}$ - диаметр непрогретого сегмента частицы, $d'_{сег.подл.}$ - диаметр прогретого сегмента подложки, δ_p - глубина прогрева частицы, $\delta_{подл}$ - глубина прогрева подложки

Для процесса прогрева подложки (рис. 4) имеем:

$$\delta_{подл} = \sqrt{a_{подл} \cdot \tau_{уд}} . \quad (1.15)$$

Далее, используя (1.14) и (1.15) и рис. 4, определим массы прогретых участков частицы и подложки.

Для частицы:

$$m_{\tau, p} = V_{\text{пр. } p} \cdot \rho_p, \quad (1.16)$$

где $V_{\text{пр. } p}$ – объем прогретого сегмента частицы, ρ_p - плотность материала частицы.

Для подложки:

$$m_{\tau, \text{подл}} = V_{\text{пр. подл}} \cdot \rho_{\text{подл}}, \quad (1.17)$$

где $V_{\text{пр. подл}}$ – объем прогретого участка подложки, $\rho_{\text{подл}}$ - плотность материала подложки.

В дальнейшем, с целью упрощения процедуры аналитических выкладок, будем считать, что форма частицы в момент прогрева сферическая. Очевидно, объём прогретого участка частицы (рис. 4) можно представить в виде:

$$V_{\text{пр. } p} = V'_{\text{пр. сег}} - V''_{\text{непр. сег}}, \quad (1.18)$$

где $V'_{\text{пр. сег}}$ - объем прогретого сегмента частицы с диаметром основания d_p ,

$V''_{\text{непр. сег}}$ - объем непрогретого сегмента частицы с диаметром основания

$d''_{\text{сег. } p}$. Тогда имеем:

$$V'_{\text{сег. } p} = \frac{1}{3} \pi h_{\text{сег}}^2 (3R_p - h_{\text{сег}}), \quad (1.19)$$

а также:

$$V''_{\text{непр. сег}} = \frac{1}{3} \pi \left\{ (h_{\text{сег}} - \delta_p) \left[3(R_p - \delta_p) - (h_{\text{сег}} - \delta_p) \right] \right\}, \quad (1.20)$$

где δ_p - толщина прогретого слоя частицы за время удара $\tau_{\text{уд}}$. Преобразовав

(1.20) с учетом (1.19) и малости значений $h_{\text{сег}}$ и δ_p , получим:

$$V''_{\text{непр. сег}} = \pi R_p (h_{\text{сег}} - \delta_p)^2. \quad (1.21)$$

Подставив (1.19) и (1.21) в (1.18), окончательно получим:

$$V_{\text{пр.р}} = 2\pi R_p \cdot \delta_p (h_{\text{сег}} - \delta_p) \quad (1.22)$$

В итоге, с учётом (1.19) и (1.21) соотношение (1.16) принимает вид:

$$m_{\tau, p} = 2\pi R_p \cdot \delta_p (h_{\text{сег}} - \delta_p) \cdot \rho_p. \quad (1.23)$$

Далее, согласно рис. 3, объём прогретого участка подложки можно

представить в виде:

$$V'_{\text{пр.подл}} = V_{\text{сег.подл}} - V'_{\text{сег.р}}, \quad (1.24)$$

где $V'_{\text{сег.р}}$ представлено соотношением (1.19), а $V_{\text{сег.подл}}$ - объём прогретого сегмента подложки с диаметром основания $d'_{\text{сег.подл}}$.

Или:

$$V_{\text{сег.подл}} = \frac{1}{3} \pi (h_{\text{сег}} + \delta_{\text{подл}})^2 \left[3(R_p + \delta_{\text{подл}}) - (h_{\text{сег}} + \delta_{\text{подл}}) \right]. \quad (1.25)$$

Подставив (1.25) и (1.19) в (1.24) и преобразовав с учётом малости значений δ_p , получим:

$$V_{\text{пр.подл}} = \pi R_p \cdot \delta_{\text{подл}} (3h_{\text{сег.}} + \delta_{\text{подл}}) \quad (1.26)$$

В итоге, согласно (1.17) и с учётом (1.16) и (1.15) получаем соотношение для расчёта массы прогретого участка подложки в виде:

$$m_{\tau, \text{подл}} = \pi R_p \cdot \delta_{\text{подл}} (3h_{\text{сег.}} + \delta_{\text{подл}}) \cdot \rho_{\text{подл}}. \quad (1.27)$$

Для оценки массы прогретых участков частицы и подложки необходимо рассчитать время удара.

1.5. Время удара частицы о подложку.

Экспериментально установлено (киносъемка) /5/, что время растекания (деформации) жидкой частицы при ударе о твёрдую поверхность со скоростью $V_{0,p}$ оценивается по формуле:

$$\tau_{\text{уд}} = \frac{(d_p - h_{\text{деф}})}{V_{0,p}}, \quad (1.28)$$

где $h_{\text{деф}}$ – конечная толщина деформированной частицы. Преобразовав, получим:

$$\tau_{\text{уд}} = \frac{d_p (1 - \varepsilon)}{V_{0,p}}, \quad (1.29)$$

Где ε - степень деформации частицы.

В случае взаимодействия твёрдой частицы с подложкой записанная формула должна быть модифицирована, так как скорость деформации твёрдой частицы не будет равна скорости движения частицы перед ударом, как это установлено для жидкой частицы. Очевидно, для твердой частицы справедливо соотношение:

$$\tau_{\text{уд}} = \frac{d_p (1 - \varepsilon_p)}{V_{\text{деф. р}}}, \quad (1.30)$$

где $\varepsilon_p = \frac{2b}{d_p}$ - степень деформации твёрдой частицы (рис.3), $V_{\text{деф.р}}$ - скорость деформации твёрдой частицы.

Логично предположить, что скорость деформации твёрдой частицы $V_{\text{деф. р}}$ будет отличаться от скорости деформации жидкой частицы $V_{0,р}$ на величину, представляемую отношением поверхностного давления $P_{\text{пов}}$ жидкой частицы, обусловленного поверхностным натяжением, к пределу текучести материала твердой частицы $\sigma_{\text{Т, р}}$, т. е.:

$$V_{\text{деф. р}} = V_{0,р} \frac{P_{\text{пов}}}{\sigma_{\text{Т, р}}}, \quad (1.31)$$

где, для жидкой частицы сферической формы диаметра $d_{\text{жид.сф}}$, согласно уравнению Лапласа:

$$P_{\text{пов}} = \frac{4\sigma_{\text{пов}}}{d_p}, \quad (1.32)$$

где $\sigma_{\text{пов}}$ - поверхностное натяжение жидкой частицы (Н/м).

Подставив (1.32) в (1.31) и далее в (1.30), окончательно получим:

$$\tau_{\text{уд}} = \frac{r_p^2 (1 - \varepsilon_p)}{V_{0,р} \frac{\sigma_{\text{пов}}}{\sigma_{\text{Т, р}}}}. \quad (1.33)$$

Таким образом, согласно (1.33) оценку длительности удара частицы о подложку можно осуществить при известных значениях нескольких параметров, таких как:

- размер частицы, r_p - радиус;
- скорость частицы в момент удара $V_{0,p}$;
- степень деформации ε_p частицы (определяется экспериментально);
- поверхностное натяжение расплавленной частицы $\sigma_{пов}$ и предела текучести твердой частицы $\sigma_{Т,р}$.

Последний параметр, как известно, является функцией температуры частицы в момент удара T_p (справочные данные).

1.6. Уравнение баланса энергии в окончательном виде.

Преобразуем выражение (1.1), подставив в него выведенные зависимости (1.2), (1.5) и (1.11), (1.12), (1.13). Тогда уравнение баланса энергии в зоне удара в аналитической форме примет окончательный вид:

$$\begin{aligned}
 \frac{m_p \times V_p^2}{2} &= \pi d_p \cdot \sigma_T \left[2a^2 + \frac{b^2}{\alpha} \ln \frac{1+\alpha}{1-\alpha} - d_p^2 \right] (1 - \varepsilon_p) + \\
 &+ 2\pi h_{сег.}^2 \cdot d_p \cdot H_\beta + m_{\tau,p} \cdot c_p (\bar{T}_{\tau,p} - T_{нач.p}) + \\
 &+ m_{\tau,подл} \cdot c_{подл} (\bar{T}_{\tau,подл} - T_{нач.подл})
 \end{aligned}
 \tag{1.34}$$

Соотношение (1.34) с учётом (1.23), (1.28) и (1.33) даёт возможность рассчитать среднемассовые температуры прогретого участка частицы, а также среднюю температуру прогретого участка подложки в зоне контакта при ударе. При этом должны быть известны:

- дисперсность порошка (диапазон изменения диаметров частиц d_p) в составе порошка (данные сертификата порошка);
- род материала порошка и подложки (теплофизические и механические свойства этих материалов – табличные данные);
- скорости частиц всех размеров в составе порошка в момент удара о подложку V_p (рассчитываются или определяются экспериментально);
- степень деформации всех частиц порошка ε_p (определяется экспериментально).

Следует при этом иметь в виду, что локальные средние значения температур прогретых участков частицы и подложки не равны друг другу, однако различие между ними может быть не значительным в связи с тем, что время удара мало. По оценкам с использованием формулы (1.33) время удара составляет $\tau_{уд} = 10^{-6} \dots 10^{-7}$ с. Поэтому в инженерных расчётах можно с достаточной точностью принять, что температуры прогретых участков частицы и подложки равны между собой.

Таким образом, определение всех значений указанных выше температур прогретых участков частицы и подложки сводится к решению задачи газовой динамики и межфазного теплообмена в процессе течения

неизотермической гетерогенной смеси на всей длине газодинамического тракта стенда.

Результаты оценки по уравнению (1.34) изменения температуры частицы из алюминия диаметром d_p и подложки из меди сведены в таблице 1. При расчёте, скорости частиц и степень их деформации брались из эксперимента.

Табл. 1.

Значение параметров взаимодействующей пары: частица Al, подложка Cu для разных уровней скоростей частицы.

Диаметр частицы	Скорость частицы	Степень деформации	Мех. свойства	Время удара	Теплоемкость частицы	Теплоемкость подложки	Твердость подложки по Бринеллю	Изменение температуры в зоне удара
d_p	V_p	ϵ_p	$\sigma_{т.р}$	$\tau_{уд}$	c_p	$c_{подл}$	H_B	$\bar{T}_k - T_{нач}$
м	м/с	-	Па	с	Дж/кгК	Дж/кгК	МПа	град
$5 \cdot 10^{-5}$	410	0,701	$6,37 \cdot 10^7$	$1,49 \cdot 10^{-7}$	929	400	400	230
$5 \cdot 10^{-5}$	508	0,598	$6,37 \cdot 10^7$	$1,27 \cdot 10^{-7}$	929	400	400	323
$5 \cdot 10^{-5}$	615	0,503	$6,37 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^{-7}$	929	400	400	470
$5 \cdot 10^{-5}$	1000	0,6	$6,37 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^{-6}$	999	400	400	1770

На рис.5 представлена зависимость изменения разности температур от скорости частиц. Расчёт производился с использованием соотношения (1.34).

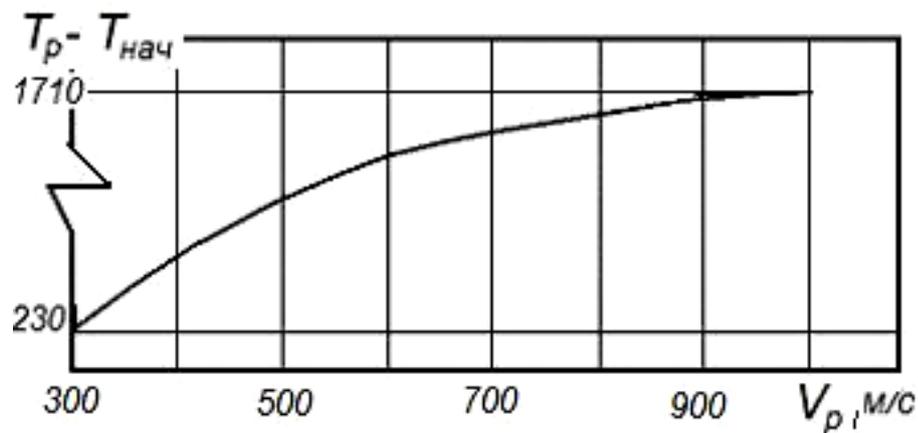


Рис.5. Изменение разности температур в зоне удара частицы из Al о подложку из Cu от скорости частиц V_p .

Некоторые особенности формирования покрытий НТГДМ-технологией изложены в работе /7 и 8/.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 14-08-00982 –а

Библиографический список

1. Никитин П.В., Степаненко С.А. Метод определения степени черноты термостойких покрытий // Вестник Московского авиационного института. 2008. Т.15. №5. С. 238-247.
2. Харламов Ю.А. Механизм пластической деформации при формировании газотермических покрытий // Порошковая металлургия. 1981. №12. С. 31-35.
3. Салосина М.О. Тепловой режим солнечного зонда с учетом ударного воздействия высокоскоростных частиц пыли // Труды МАИ, 2016, №86: <http://www.mai.ru/science/trudy/published.php?ID=67808>
4. Алякрецкий Р.В., Раводина Д.В., Трушкина Т.В., Вахтеев Е.В., Алексеева Е.Г. Разработка антиэрозионных покрытий для силовых элементов космических аппаратов // Труды МАИ, 2014, №74: <http://www.mai.ru/science/trudy/published.php?ID=49348>
5. Перельман Р.Г. Эрозия элементов двигателей энергоустановок. – М.: Машиностроение, 1986. - 251с.

6. Яворский Б.М. Справочник по физике. - М.: Наука, 1974. 259 с.
7. Nikitin P. Low Temperature Dynamic Method for Synthesis of the Composite Materials and Multifunctional Coating with the Predicted Thermophysical Characteristics. The Paper of the International Conference on Fluid and Thermal Energy Conversion 94. Denpasar, Bali, Indonesia, December 1994. P. 453.
8. Никитин П.В. Гетерогенные потоки в инновационных технологиях: Монография. - М.: Янус-К, 2010. - 245 с.