

## РАСЧЕТНАЯ ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННОЙ ОБРАБОТКИ ОПТИЧЕСКОЙ КЕРАМИКИ

\*Черкасский государственный технологический университет,  
бул. Шевченко, 460, г. Черкассы, 18006, Украина

\*\*Черниговский государственный технологический университет,  
ул. Шевченко, 95, г. Чернигов, 14027, Украина

Перспективным направлением в обработке материалов электронными потоками является формирование функциональных слоев в оптических стеклах и керамиках [1–3]. В частности, оно позволяет решить проблему надежной эксплуатации летательных аппаратов, оснащенных инфракрасными системами самонаведения (рис. 1).

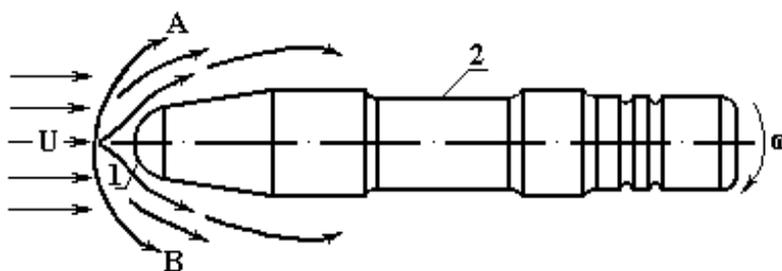


Рис. 1. Схема условий эксплуатации изделий с ИК-системами:  $U$  – скорость встречного потока воздуха (до 5 – 6 М);  $\omega$  – угловая скорость осесимметричного вращения (до 5000 рад/с); АВ – фронт ударной волны; 1 – полусферический обтекатель из оптической керамики, защищающий устройство самонаведения; 2 – изделие

Ударные стартовые и интенсивные полетные нагрузки на изделие сопровождаются возникновением термических напряжений в материале обтекателя, приводящих к его разрушению (рис. 2).

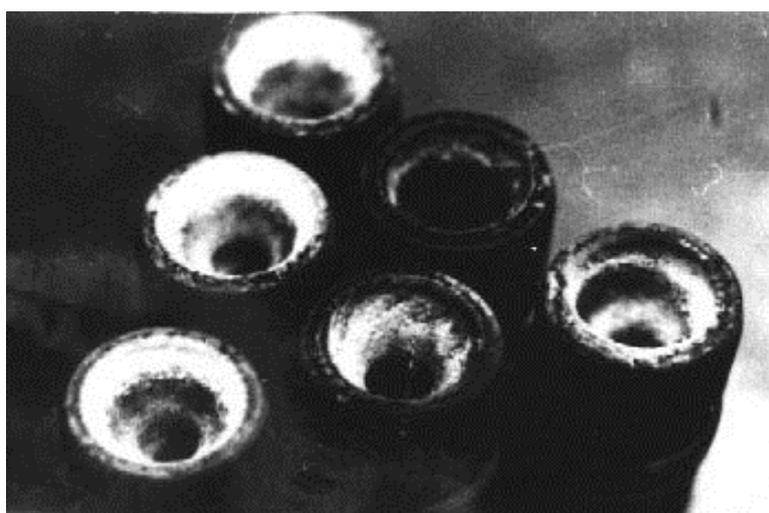


Рис. 2. Внешний вид изделий со стороны обтекателя после сверхзвукового обдува потоком воздуха и вращения ( $M = 4,5$ ,  $\omega = 30000$  об/мин)

Для повышения надежности изделий с ИК-системами самонаведения необходимо на финишной стадии изготовления обтекателей сформировать в их поверхности слои повышенной термомеханической прочности. Исследования технологических свойств оптических керамик (КО-2, КО-4, КО-12 и др.) показали приемлемость обработки ленточными электронными потоками [4–6]. Для эффективного применения электронного метода обработки необходимо знать наиболее опасные участки на поверхности обтекателей, где в зависимости от параметров их эксплуатации (скорости и высоты полета, состава окружающей среды и др.) зарождаются микродефекты, приводящие к разрушению изделий.

Теоретически их можно определить, решив газодинамическую задачу сверхзвукового обтекания полусферы и нахождения теплового потока  $q_w$  из пограничного слоя в изделие [7–9].

Газодинамическую задачу будем рассматривать как квазистационарную (рис. 3), что справедливо для большинства практических случаев, за исключением импульсных режимов [10, 11]. Это обусловлено тем, что объемная теплоемкость газового потока ( $C_{vг}$ ) мала по сравнению с объемной теплоемкостью материала обтекателя ( $C_{vп}$ ), то есть  $C_{vг}/C_{vп} \ll 1$  [4, 9]. Предполагая, что газовый поток несжимаем (справедливо для  $M < 6-10$  [10]), для теплового потока  $q_w$  из пограничного слоя (нулевые углы атаки и скольжения) имеем следующее выражение [11, 12]:

$$q_w = \frac{f(\text{Pr})}{\left(\frac{\rho_\delta u_\delta x}{\mu_\delta}\right)^{1/5}} \cdot \rho_\delta \cdot u_\delta \cdot C_p \cdot (T_r - T_w), \quad (1)$$

где  $f(\text{Pr})$  – заданная функция числа Прандтля, зависящая от геометрической формы тела и режима обтекания ( $\text{Pr} = C_p \cdot \mu / \lambda_\Gamma$ );  $\rho$ ,  $u$ ,  $\mu$ ,  $C_p$ ,  $\lambda_\Gamma$  – соответственно плотность, скорость вдоль координаты  $x$ , коэффициент динамической вязкости, теплоемкость при постоянном давлении и коэффициент теплопроводности газового потока;  $T_w$  – температура поверхности обтекателя;  $\delta$  – толщина динамического пограничного слоя и условия на его границе;  $T_r$  – температура восстановления в пограничном слое, представляющая собой температуру воздуха в непосредственной близости к поверхности обтекателя, которая определяется по эмпирической формуле [11, 12]:

$$T_r = T_\delta (1 + 0,2 \cdot r \cdot M^2), \quad (2)$$

где  $r$  – коэффициент, характеризующий долю кинетической энергии внешнего потока воздуха, переходящей в теплосодержание при полном торможении потока (для ламинарного режима обтекания обычно принимают  $r = 0,85$ , для турбулентного –  $r = 0,88-0,90$ ).

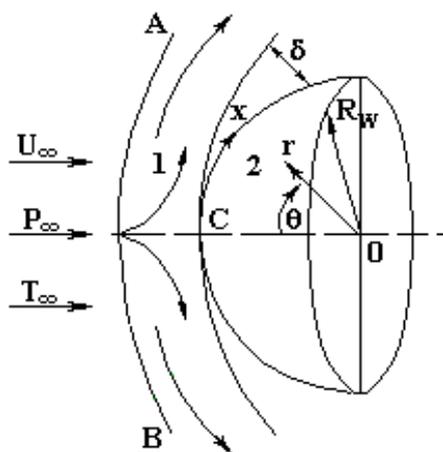


Рис. 3. Схема нагрева полусферического обтекателя: 1 – внешний газовой поток; 2 – обтекатель;  $U_\infty$ ,  $P_\infty$ ,  $T_\infty$  – скорость, давление и температура невозмущенного газового потока; АВ – фронт ударной волны; С – передняя критическая точка;  $R_w$  – радиус обтекателя;  $r$ ,  $\theta$  – координаты частиц газового потока

Так как формы уравнений (1), (2) остаются такими же, как и в случае ламинарного режима обтекания, предполагается, что для зон, близких к критической точке С, остается справедливым равенство  $u_\delta = \beta \cdot x$ , где  $\beta$  – функция только числа  $M$  невозмущенного потока перед ударной волной (для ла-

минарного режима указанное соотношение получено путем измерения давления и расчета скоростей). Подставляя равенство  $u_\delta = \beta \cdot x$  в (1) и учитывая известные газодинамические соотношения [11, 12], получаем следующее выражение для теплового потока в случае турбулентного режима обтекания:

$$q_w(r, M) = \frac{0,00042}{Pr^{2/3}} \cdot \left( \frac{\beta \cdot R_w}{U} \right)^{4/5} \cdot \left( \frac{v_\infty}{U \cdot R_w} \right)^{1/5} \cdot \left( \frac{\rho_\delta}{\rho_\infty} \right)^{4/5} \cdot \left( \frac{\mu_\delta}{\mu_\infty} \right)^{1/5} \cdot \rho_\infty \cdot U_\infty \cdot C_p \cdot (T_r - T_w) \cdot (\sin(\Theta))^{3/5}, \quad (3)$$

где  $v_\infty = \mu_\infty / \rho_\infty$  – коэффициент кинематической вязкости невозмущенного газового потока;  $\mu_\infty, \rho_\infty$  – коэффициенты динамической вязкости и плотности невозмущенного газового потока.

Аналогично для ламинарного режима обтекания полусферы (для нулевых углов атаки и скольжения) тепловой поток можно представить в виде

$$q_w(r, M) = \frac{0,0083}{Pr^{0,6}} \cdot \left( \frac{\beta \cdot R_w}{U} \right)^{1/2} \cdot \left( \frac{v_\infty}{U \cdot R_w} \right)^{1/2} \cdot \left( \frac{\rho_\delta}{\rho_\infty} \right)^{1/2} \cdot \left( \frac{\mu_\delta}{\mu_\infty} \right)^{1/2} \cdot \rho_\infty \cdot U_\infty \cdot C_p \cdot (T_r - T_w). \quad (4)$$

Для последующей детализации формул (3) и (4) воспользуемся известными газодинамическими соотношениями [8, 12]:

$$\beta = \frac{u}{2R_w} \left( \frac{8(\gamma_\infty - 1) \cdot M^2 + 2}{(\gamma_\infty + 1) \cdot M^2} \left[ 1 + \frac{\gamma_\infty - 1}{2} \cdot \frac{(\gamma_\infty - 1) \cdot M^2 + 2}{2\gamma_\infty \cdot M^2 - (\gamma_\infty - 1)} \right]^{\frac{1}{\gamma_\infty - 1}} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

где  $\gamma_\infty = C_p / C_v = 1,4$  (воздух).

Соотношения  $\rho_\delta / \rho_\infty$  и  $\mu_\delta / \mu_\infty$  определяются расчетом давления по методу Ньютона и адиабатического расширения от критической точки вдоль поверхности изделия (в направлении  $x$ ):

$$\frac{\rho_\delta}{\rho_\infty} = 6,35 \left( 1 - \frac{1}{7M^2} \right)^{-2,5} \cdot \left( 1 + \frac{5}{M^2} \right)^{-1} \cdot \bar{P}^{5/2}, \quad (6)$$

$$\frac{\mu_\delta}{\mu_\infty} = 0,447M \left( 1 + \frac{5}{M^2} \right)^{1/2} \cdot \frac{1 + S/T_\infty}{1 + S/T_T} \cdot \bar{P}^{3/14}, \quad (7)$$

где  $S$  – постоянная Сатерленда ( $S = 110,4$  К);  $\bar{P}$  – отношение давления  $P_\delta$  к давлению торможения  $P_T$  на границе пограничного слоя;  $T_T$  – температура торможения. В работе [13] на основе сравнения экспериментальных данных получена достаточно точная (относительная погрешность 3 – 5%) формула для определения распределения давления в направлении  $x$  (для  $M > 2-3$  и  $x/R_w < 1,2-1,5$ ):

$$\bar{P} = \frac{P_\delta}{P_T} = 1 - (1,525 - 1,85 \cdot k_0) \cdot (\sin(\Theta))^2 + (0,487 - 1,323 \cdot k_0) \cdot (\sin(\Theta))^4, \quad (8)$$

где  $k_0$  – уплотнение воздуха за прямым скачком:

$$k_0 = \frac{\gamma_\infty - 1}{\gamma_\infty + 1} + \frac{2}{(\gamma_\infty + 1) \cdot M^2}. \quad (9)$$

Давление в точке торможения определяется по формуле

$$P_T = P_\infty \cdot M^2 \frac{\gamma_\infty - 1}{2} \left[ \frac{(\gamma_\infty - 1) \cdot M^2}{4\gamma_\infty \cdot M^2 - 2(\gamma_\infty - 1)} \right]^{\frac{1}{\gamma_\infty - 1}}, \quad (10)$$

где  $P_\infty$  – давление в невозмущенном газовом потоке.

Температура торможения имеет вид

$$T_T = T_\infty \left( 1 + \frac{\gamma_\infty - 1}{2} \cdot M^2 \right), \quad (11)$$

где  $T_\infty$  – температура невозмущенного газового потока.

При расчетах число  $Pr_\delta$  для воздуха можно считать постоянным и равным 0,71, поскольку оно мало зависит от температуры. Удельную теплоемкость воздуха  $C_p$  для течения идеального газа также можно считать постоянной величиной, равной  $C_p = 10^3$  Дж/кг·К.

По формулам (2) – (11) с помощью программы MathCad 2001 [14] проведены расчеты распределений теплового потока из пограничного слоя вдоль поверхности обтекателя в зависимости от различных условий эксплуатации изделий (рис. 4–7).

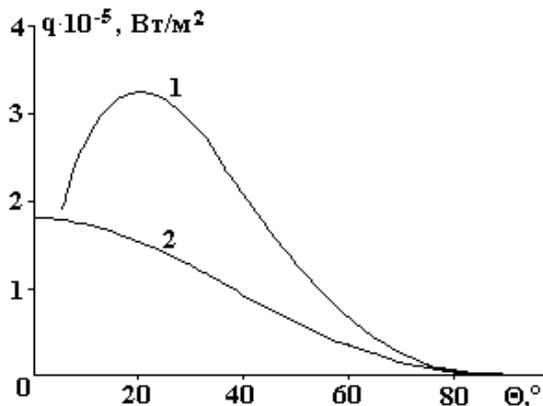


Рис. 4. Распределение теплового потока  $q_w$  вдоль поверхности обтекателя при сверхзвуковом обдуве потоком воздуха (высота полета 3000 м;  $T_w/T_0 = 1$ ;  $T_0 = 300$  К – начальная температура изделия до обдува потоком воздуха; оценка  $q_w$  по максимуму;  $R_w = 0,015$  м;  $M = 6$ ); 1 – турбулентный; 2 – ламинарный режим обтекания

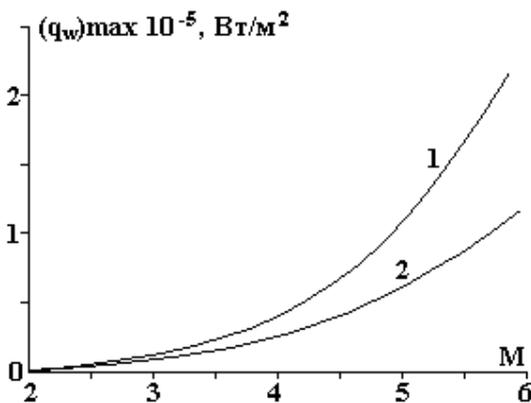


Рис. 5. Зависимость максимальных значений теплового потока  $(q_w)_{max}$  от скорости сверхзвукового обдува потоком воздуха изделия (высота полета 3000 м;  $T_w/T_0 = 1$ ;  $T_0 = 300$  К;  $R_w = 0,015$  м); 1 – турбулентный; 2 – ламинарный режим обтекания

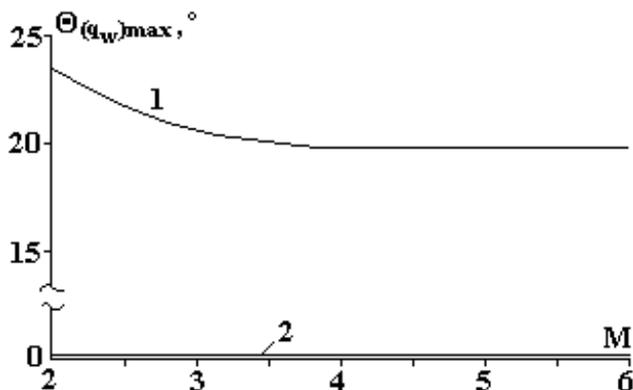


Рис. 6. Зависимость  $\Theta_{(q_w)_{max}}(M)$  для различных сверхзвуковых режимов обтекания (высота полета 3000 м;  $T_w/T_0 = 1$ ;  $T_0 = 300$  К;  $R_w = 0,015$  м); 1 – турбулентный; 2 – ламинарный режим обтекания

Из рис. 4–7 следует, что месторасположение максимальных значений теплового потока  $(q_w)_{\max}$  на поверхности обтекателя существенно зависит от режима обтекания: для ламинарного режима обтекания значения  $(q_w)_{\max}$  находятся вблизи передней критической точки ( $\Theta = 0$ ) обтекателя; для турбулентного режима обтекания значения  $(q_w)_{\max}$  уже смещаются от  $\Theta = 0$  до  $\Theta_{(q_w)_{\max}}$ . При этом с увеличением скорости обдува потоком воздуха от  $M = 2$  до  $M = 6$  значения  $(q_w)_{\max}$  возрастают от  $0,3 \cdot 10^5$  до  $2,3 \cdot 10^5$  Вт/м<sup>2</sup> (турбулентный режим обтекания) и от  $0,2 \cdot 10^5$  до  $1,3 \cdot 10^5$  Вт/м<sup>2</sup> (ламинарный режим обтекания). Что касается значений  $\Theta_{(q_w)_{\max}}$ , то для ламинарного режима обтекания  $\Theta_{(q_w)_{\max}} \approx 0$  независимо от  $M$ . При турбулентном режиме обтекания для исследованного диапазона изменения  $M = 2 - 6$  значения  $\Theta_{(q_w)_{\max}}$  находятся в диапазоне  $20-23^\circ$ .

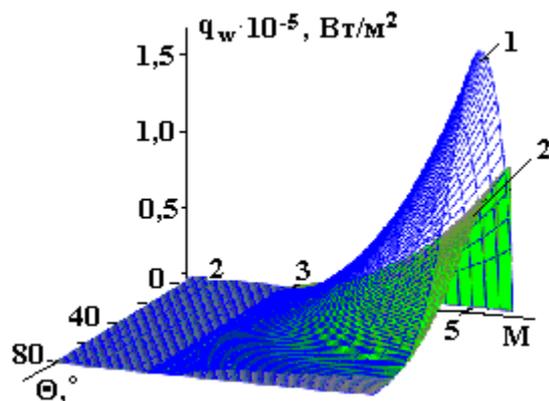


Рис. 7. Зависимость распределения теплового потока  $q_w(\Theta, M)$  на поверхности полусферического обтекателя  $R_w = 0,015$  м от скорости  $M$  встречного потока воздуха на высоте полета изделия 3000 м при  $T_w/T_0 = 1$  и  $T_0 = 300$  К для разных режимов обтекания: 1 – турбулентный; 2 – ламинарный

Качественное различие в зависимостях  $\Theta_{(q_w)_{\max}}(M)$  для турбулентного и ламинарного режимов обтекания объясняется структурой приведенных выше формул (3) и (4). Так, из формулы (3) следует, что тепловой поток  $q_w$  при турбулентном режиме обтекания возрастает с увеличением расстояния от передней критической точки (содержит член  $\sim (\sin \Theta)^{3/5}$ ). Однако в сверхзвуковом потоке параметры  $\rho_\delta$  и  $\mu_\delta$  уменьшаются вдоль поверхности обтекателя, то есть уменьшается и член  $\sim \rho_\delta^{4/5} \cdot \mu_\delta^{1/5}$  в формуле (3), что приводит в конечном итоге к появлению  $(q_w)_{\max}$  на расстоянии  $\Theta_{(q_w)_{\max}}$  от передней критической точки. В формуле (4), соответствующей ламинарному режиму обтекания, уже отсутствует  $\sim (\sin \Theta)^{3/5}$ , а член  $\sim \rho_\delta^{1/2} \cdot \mu_\delta^{1/2}$  остается. Поэтому для ламинарного режима обтекания функция  $q_w(\Theta)$  убывает при увеличении  $\Theta$ , то есть  $(q_w)_{\max}$  на поверхности обтекателя должен находиться при  $\Theta = 0$ , что подтверждается результатами расчетов.

Результаты расчетно-теоретических исследований использованы при разработке серийных изделий оптико-механических приборов ИК-области спектра, оптико-электронных и интегрально-оптических приспособлений специального назначения (ПО «завод Арсенал», ЦКБ «Арсенал», НПО «Фотоприбор», Киев, Черкассы).

Авторы выражают благодарность профессору Г.Ю. Мазингу (Московский приборостроительный институт) за полезные советы при обсуждении полученных результатов.

В результате расчетно-теоретических исследований получены следующие результаты.

Тепловой поток из пограничного слоя в обтекатель имеет максимум для всего исследованного диапазона скоростей газового потока ( $M = 2-6$ ).

При ламинарном режиме обтекания максимум теплового потока находится в окрестности передней критической точки полусферы.

При турбулентном режиме обтекания максимум теплового потока находится в диапазоне  $\Theta_{(q_w)_{\max}} = 20-30^\circ$  от передней критической точки полусферического обтекателя.

В зонах максимального внешнего термовоздействия в материале обтекателя происходит формирование термоупругих напряжений, превышающих предел прочности оптической керамики.

Для определения оптимальных режимов упрочняющей электронной обработки поверхности керамических обтекателей необходимы экспериментальные исследования формы и расположения зон

максимальных термовоздействий при их сверхзвуковом обдуве потоком воздуха в зависимости от различных режимов обтекания (ламинарного, турбулентного).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Котельников Д.И., Канашиевич Г.В. Электронная обработка оптических материалов // Электронная обработка материалов. 2002. № 2. С. 12–16.
2. Бочок М. П., Бутко М.П., Ващенко В.А. и др. Спеціальні методи обробки оптичного скла (технологія, техніка, економіка): Навчальний посібник за ред. академіка ІАУ, проф. Д. І. Котельникова. Чернігов, 2002.
3. Канашиевич Г.В., Котельніков Д.І. Передумови використання електронно-променевого методу у формуванні функціональних шарів на оптичному склі і оптичній кераміці // Збірник наукових праць Кіровоградського державного технічного університету. 2003. Вип. 12. С. 107–113.
4. Ващенко В.А. Высокотемпературные технологические процессы взаимодействия концентрированных источников энергии с материалами (монография) / Деп. в ВИНТИ 07.08.96, № 62-хп 96.
5. Ващенко В.А. Физико-технические процессы взаимодействия электронного луча с оптическими материалами // Вісник ЧІТІ. 2000. № 2. С.14–19.
6. Ващенко В.А. Процессы горения металлизированных конденсированных систем при различных внешних условиях // Там же. 2000. № 2. С.185–188.
7. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М., 1987.
8. Тимошенко В. И. Сверхзвуковые течения вязкого газа. Киев, 1987.
9. Воронова Е.М., Гречушиников Б.Н., Дистлер Г.Н., Петров И.П. Оптические материалы для инфракрасной техники. М., 1965.
10. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М., 1969.
11. Беляев Н.М., Рядно А. Методы теории теплопроводности. М., 1982.
12. Карташов Э. М. Аналитические методы в теории теплопроводности твердых тел. М., 1985.
13. Ван-Драйт. Проблемы аэродинамики нагрева // Вопросы ракетной техники. 1976. № 5(41). С. 46–57.
14. Дьяконов В. А. Mathcad 2001. Учебный курс. СПб., 2001.

Поступила 10.03.04

## Summary

Electron heat treatment zone parameters are calculated for creation the thermo-shock resisted layers into optical ceramics streamliner of infrared self-direct devices of flying apparatus.

---