

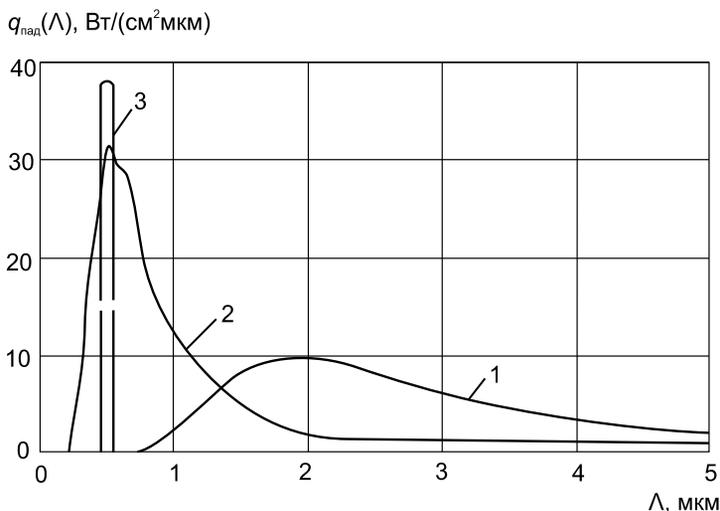
Мь о Т а н, Ф. Ф. М о с а л о в,  
К. П. Б а с л ы к, В. Н. Е л и с е е в

## АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТЕМПЕРАТУРНОЕ СОСТОЯНИЕ ДВУХСЛОЙНОЙ ПЛАСТИНЫ

*Рассмотрена математическая модель расчета температурного состояния двухслойной пластины с учетом ее оптических свойств и спектральных характеристик потока падающего излучения для случая равномерного или периодического закона их изменения по нагреваемой поверхности, а также исследовано влияние на поле температур спектра источника излучения.*

При испытаниях теплонагруженных конструкций летательных аппаратов (ЛА) на стендах радиационного нагрева широко используют различные источники излучения, спектр которых может существенно различаться: галогенные лампы накаливания (ГЛН), газоразрядные источники излучения (ГИИ), концентраторы солнечной энергии и другие (рис. 1) [1–3].

Газоразрядные источники способны обеспечивать, как правило, значительно более высокий уровень нагрева по сравнению с ГЛН. Концентраторы солнечного излучения также позволяют создавать высокие плотности лучистых потоков, но на относительно малых площадях. Таким образом, указанные источники имеют свою область при-



**Рис. 1. Спектры излучения различных источников:**

1 — инфракрасный источник; 2 — концентрированное излучение Солнца; 3 — гипотетический источник монохроматического излучения с длиной волны 0,5 мкм

менения и в зависимости от программы испытаний часто дополняют возможности друг друга. Однако замена одних источников на другие, различающиеся спектром излучения, оказывает влияние на динамику температурного состояния конструкции и приводит к необходимости корректировать процесс управления нагревом. При этом интервал времени, в котором проводятся испытания многих конструкций ЛА, располагается в области, характеризующей неустановившийся теплообмен, или включающей ее в качестве важной составляющей.

Существующие методы расчета температурного состояния конструкций, проводимые в целях определения режима испытаний на стендах радиационного нагрева, основаны, как правило, на использовании усредненных по спектру оптических характеристик и интегральных значений потока падающего излучения [4, 5].

Динамика процесса нагрева конструкций указанными источниками излучения определяется, в основном, тремя факторами: оптическими характеристиками материала конструкции, спектром падающего излучения и условиями теплообмена на граничных поверхностях. Если условия кондуктивно-конвективного теплообмена на внешних поверхностях объекта испытаний сохраняются неизменными, то его откликом на замену одних источников излучения на источники с другим спектром является изменение температурного состояния, которое полностью определяется двумя первыми факторами.

Приведенные в настоящей статье результаты исследования влияния отмеченных факторов на динамику нагрева получены применительно к задаче радиационно-кондуктивного теплообмена плоской двухслойной пластины.

**Физическая и математическая модели задачи.** Рассмотрим протяженную в направлении координаты  $Z$  (рис. 2) пластину, верхний (фронтальный) слой которой выполнен из молибдена толщиной 2 мм, а нижний (подложка) — толщиной 30 мм может быть представлен одним из материалов с сильно различающимися теплофизическими свойствами (ТФС): минеральным войлоком, графитом или медью.

Эти материалы широко применяются в технике и их свойства (таблица) хорошо известны [6, 7]. Оптические характеристики различных покрытий приведены в литературе [8–10].

Контакт между слоями считается идеальным, а ТФС материалов могут зависеть от температуры. Фронтальная поверхность пластины, поглощательная и излучательная способности которой являются функциями длины волны ( $\Lambda$ ), а также функциями температуры и координаты  $y$ , нагревается потоком падающего излучения плотностью  $q_{\text{пад}}(\Lambda, y)$ . Зависимость плотности потока падающего излучения и оптических характеристик от координаты  $y$  связана с возможностью дискретного расположения источников излучения над фронтальной

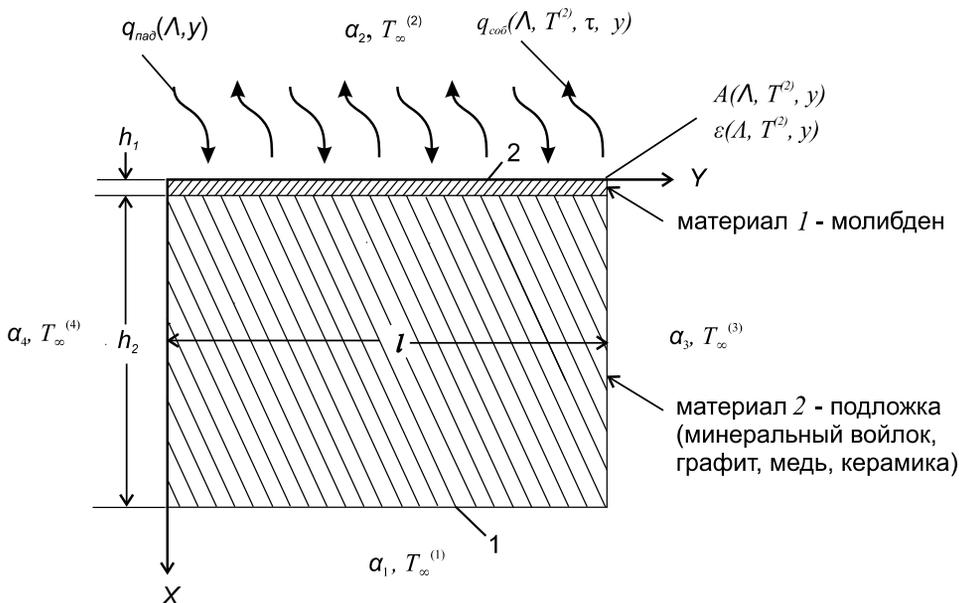


Рис. 2. Схема теплообмена двухслойной пластины с окружающей средой: 1 и 2 — тыльная и фронтальная поверхности пластины

Таблица

### Теплофизические свойства материалов

Материал	Плотность $\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	Теплопроводность $\lambda$ , Вт/м·К	Теплоемкость $c$ , Дж/кг·К
Молибден	10200	141	252
Войлок	420	0,116	837
Графит	2300	174	670
Медь	8930	390	388
Керамика	1700	0,7	650

поверхностью и нанесением на нее полос специальной краской для выравнивания распределения температуры. В общем случае на всех четырех граничных поверхностях пластины происходит конвективный теплообмен с окружающей средой.

Соответствующая математическая модель задачи имеет вид:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right); \quad (1)$$

$$x = 0; 0 \leq y \leq l: -\lambda^{(1)} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} = q_{\text{рез}}(T^{(2)}, y) - \alpha_2 (T^{(2)} - T_{\infty}^{(2)}); \quad (2)$$

$$x = h_1; 0 \leq y \leq l: \lambda^{(1)} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=h_1-0} = \\ = \lambda^{(2)} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=h_1+0} \quad \text{и} \quad T_{h_1-0} = T_{h_1+0}; \quad (3)$$

$$x = h_1 + h_2; 0 \leq y \leq l: -\lambda^{(2)} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=h_2} = \alpha_1 (T^{(1)} - T_{\infty}^{(1)}); \quad (4)$$

$$y = 0; 0 \leq x \leq h_1: -\lambda^{(1)} \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} = \alpha_4 [T(y, x) - T_{\infty}^{(4)}]; \quad (5)$$

$$y = 0; h_1 \leq x \leq h_2: -\lambda^{(2)} \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} = \alpha_4 [T(y, x) - T_{\infty}^{(4)}]; \quad (6)$$

$$y = l; 0 \leq x \leq h_1: -\lambda^{(1)} \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=l} = \alpha_3 [T(y, x) - T_{\infty}^{(3)}]; \quad (7)$$

$$y = l; h_1 \leq x \leq h_2: -\lambda^{(2)} \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=l} = \alpha_3 [T(y, x) - T_{\infty}^{(3)}]; \quad (8)$$

$$\tau = 0: T(x, y, 0) = T_0 = \text{const}, \quad (9)$$

где

$$q_{\text{рез}}(T^{(2)}, y) = \int_{\Lambda^{(1)}}^{\Lambda^{(2)}} A[\Lambda, T^{(2)}, y] q_{\text{пад}}(\Lambda, y) d\Lambda - \\ - \int_{\Lambda^{(1)}}^{\Lambda^{(2)}} \varepsilon[\Lambda, T^{(2)}, y] B[T^{(2)}(\tau), \Lambda] d\Lambda; \quad (10)$$

$A$  и  $\varepsilon$  — поглощательная и излучательная способности фронтальной поверхности пластины.

Спектральная плотность потока падающего излучения для различных источников представлена следующими выражениями:

$$q_{\text{пад}}(\Lambda, y) = B[T_{\text{и}}, \Lambda] f(y) \quad (11)$$

— для ГЛН;

$$q_{\text{пад}}(\Lambda) = 1,6 \cdot 10^8 q_s(\Lambda) \quad (12)$$

— для источника концентрированного солнечного излучения;

$$q_{\text{пад}}(\Lambda = \text{const})$$

— для источника монохроматического излучения, где  $q_s(\Lambda)$  — спектр излучения Солнца за пределами атмосферы Земли;  $f(y)$  — функция

распределения потока падающего излучения на фронтальной поверхности;  $C_1 = 3,742 \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2$ ;  $C_2 = 0,01439 \text{ м} \cdot \text{К}$ ; верхние индексы 1,2,3 и 4 температуры и теплопроводности указывают на принадлежность к соответствующей стороне пластины;  $\Lambda$  — длина волны источника излучения;

$$B[T^{(2)}(\tau), \Lambda] = \frac{C_1}{\Lambda^5 \left( \frac{C_2}{\Lambda T^{(2)}} - 1 \right)};$$

$B[T_n, \Lambda]$  — функция Планка, в которой  $T_n = \text{const}$ .

В тех вариантах расчета, в которых падающий поток излучения равномерно распределен по поверхности, принимали, что его интегральная плотность одинакова для всех типов источников:

$$q_{\text{пад}}(y) = \int_{\Lambda^{(1)}}^{\Lambda^{(2)}} q_{\text{пад}}(\Lambda, y) d\Lambda = 24 \text{ Вт/см}^2. \quad (13)$$

**Методы решения задачи.** Для решения задачи (1)–(10) использован метод конечных элементов (МКЭ), а для тестирования разработанной на его основе программы и решения одномерной нестационарной задачи, в которой температура менялась только в направлении координаты  $x$  — метод элементарных балансов (МЭБ).

Для формирования конечно-элементного представления исследуемого объекта использовались треугольные трехузловые теплопроводящие конечные элементы (КЭ) [11–13].

Граничные условия (2), (4)–(8) при использовании их в МКЭ записывались в виде

$$\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial n} \right) + q_{\text{рез}} - \alpha_2 (T^{(2)} - T_{\infty}^{(2)}) = 0, \quad (14)$$

$$\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial n} \right) + \alpha_j (T^{(j)} - T_{\infty}^{(j)}) = 0 \quad (j = 1, 3, 4), \quad (15)$$

где  $n$  — внешняя нормаль к поверхности  $j$ .

Решение уравнения (1) с граничными условиями (14) и (15) эквивалентно нахождению минимума функционала на множестве функций, удовлетворяющих граничным условиям задачи:

$$\begin{aligned} \mathfrak{E} = & \frac{1}{2} \left[ \iiint_V \left\{ \lambda \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \lambda \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 + 2c\rho \frac{\partial T}{\partial \tau} T \right\} dV \right] + \\ & + \iint_{S_2} q_{\text{рез}} T^{(2)} dS + \iint_{S_1} \frac{1}{2} \alpha_1 (T^{(1)} - T_{\infty}^{(1)})^2 dS + \iint_{S_2} \frac{1}{2} \alpha_2 (T^{(2)} - T_{\infty}^{(2)})^2 dS + \end{aligned}$$

$$+ \iint_{S_3} \frac{1}{2} \alpha_3 (T^{(3)} - T_\infty^{(3)})^2 dS + \iint_{S_4} \frac{1}{2} \alpha_4 (T^{(4)} - T_\infty^{(4)})^2 dS. \quad (16)$$

Применение стандартных процедур МКЭ позволяет получить из выражения (16) разрешающее уравнение вида

$$\mathbf{C} \frac{\partial}{\partial \tau} (\mathbf{T}) + \mathbf{\Lambda} \mathbf{T} + \mathbf{Q} = \mathbf{0}, \quad (17)$$

где  $\mathbf{C}$  и  $\mathbf{\Lambda}$  — глобальные матрицы теплоемкости и теплопроводности;  $\mathbf{T}$  и  $\mathbf{Q}$  — глобальные векторы узловых температур и приведенных тепловых потоков, исходящих из узловых точек тела;  $\mathbf{0}$  — нулевой вектор.

Решение уравнения (17) получено численным интегрированием [11–14]. На начальном этапе применена условно устойчивая явная разностная схема, описываемая матричным уравнением

$$\mathbf{T}_k = \mathbf{T}_{k-1} + \mathbf{C}_{k-1}^{-1} (\mathbf{Q}_{k-1} - \mathbf{\Lambda}_{k-1} \mathbf{T}_{k-1}) \Delta \tau_1. \quad (18)$$

Индекс  $k$  в уравнении (18) соответствует значениям компонент матриц и векторов в момент времени  $t_k$ , а индекс  $k - 1$  — в момент времени  $t_{k-1}$ ;  $\Delta \tau_1 = t_k - t_{k-1}$ .

Шаг интегрирования по времени  $\Delta \tau_1$  выбирается из условия устойчивости схемы (18):

$$\Delta \tau \leq \frac{c \rho d^2}{2\lambda(1 + \text{Bi})},$$

где  $d$  — характерный размер КЭ;  $\text{Bi} = \frac{\alpha d}{\lambda}$  — число Био.

Переход к безусловно устойчивой трехслойной разностной схеме вида

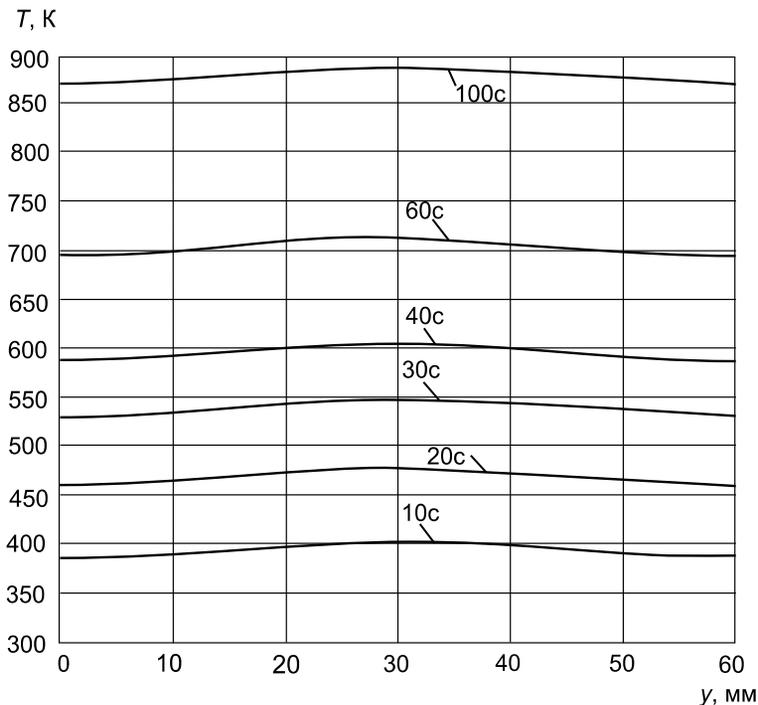
$$\begin{aligned} \mathbf{T}_k = & \left( \frac{3}{2\Delta \tau_2} \mathbf{C}_{k-1} + \mathbf{\Lambda}_{k-1} \right)^{-1} \times \\ & \times \left( \frac{3}{2\Delta \tau_2} \mathbf{C}_{k-1} \mathbf{T}_{k-2} - \mathbf{\Lambda}_{k-1} (\mathbf{T}_{k-1} - \mathbf{T}_{k-2}) + 3\mathbf{Q}_{k-1} \right) \end{aligned} \quad (19)$$

осуществляется после выполнения  $n_1 = \text{int} \left( \sqrt{\frac{t}{\Delta \tau_1}} \right)$  итераций по схеме (18). Здесь  $t$  — верхний предел интегрирования. Шаг интегрирования для трехслойной схемы (19) увеличивается при этом в  $n_1$  раз:

$$\Delta \tau_2 = n_1 \Delta \tau_1.$$

Такой выбор числа  $n_1$  обеспечивает минимальное суммарное количество итераций при последовательном применении двухслойной (18) и трехслойной (19) схем интегрирования.

Вычислительные процедуры МКЭ реализованы в виде программного комплекса на языке Паскаль.



**Рис. 3.** Изменение температуры по фронтальной поверхности двухслойной пластины при переменном тепловом потоке

В качестве примера на рис.3 показано распределение температуры по фронтальной поверхности теплоизолированной с трех сторон двухслойной пластины, состоящей из слоя молибдена толщиной 2 мм и слоя керамики толщиной 30 мм, в различные моменты времени, полученное с использованием МКЭ для случая синусоидального изменения падающего на поверхность потока излучения  $q_{\text{пад}}(y) = q_{\text{пад,макс}} \sin(41y + 0,34)$ .

При использовании МЭБ применялась явная конечно-разностная схема [15], а исследуемая прямоугольная область разбивалась по толщине на 65 слоев.

Для внутренних слоев материалов “2” и “1” (слои  $i = 1, \dots, 59$  и  $i = 61, \dots, 63$ ) уравнение баланса тепловых потоков принимает вид

$$\frac{\lambda^{(j)}}{\Delta x} (T_{i-1}^k - T_i^k) + \frac{\lambda^{(j)}}{\Delta x} (T_{i+1}^k - T_i^k) = c^{(j)} \rho^{(j)} \Delta x \frac{T_i^{k+1} - T_i^k}{\Delta \tau},$$

где  $\Delta \tau = \tau_{k+1} - \tau_k$  – шаг интегрирования по времени; индекс  $j = 1$  относится к молибдену;  $j = 2$  – к подложке.

При записи уравнений баланса для граничных слоев учитывается теплообмен с окружающей средой:

$$\frac{\lambda^{(2)}}{\Delta x} (T_1^k - T_0^k) + \alpha_1 (T_\infty^{(1)k} - T_0^k) = c^{(2)} \rho^{(2)} \frac{\Delta x}{2} \frac{T_0^{k+1} - T_0^k}{\Delta \tau}$$

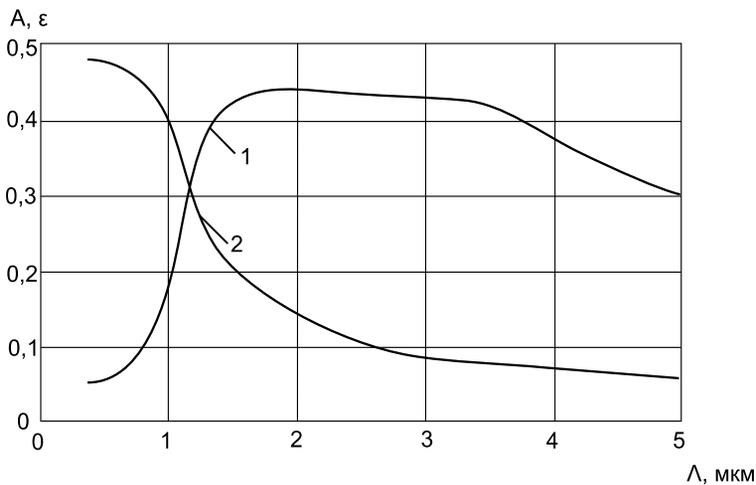


Рис. 4. Зависимости поглотительной (1) и излучательной (2) способностей поверхности молибдена от длины волны падающего излучения [6, 7]

— для слоя “0”;

$$\frac{\lambda^{(1)}}{\Delta x} (T_{63}^k - T_{64}^k) + q_{\text{рез}} = c^{(1)} \rho^{(1)} \frac{\Delta x}{2} \frac{T_{64}^{k+1} - T_{64}^k}{\Delta \tau}$$

— для слоя “64”.

Различие теплофизических характеристик двух материалов, образующих промежуточный слой “60” в зоне их контакта, отражено в уравнении

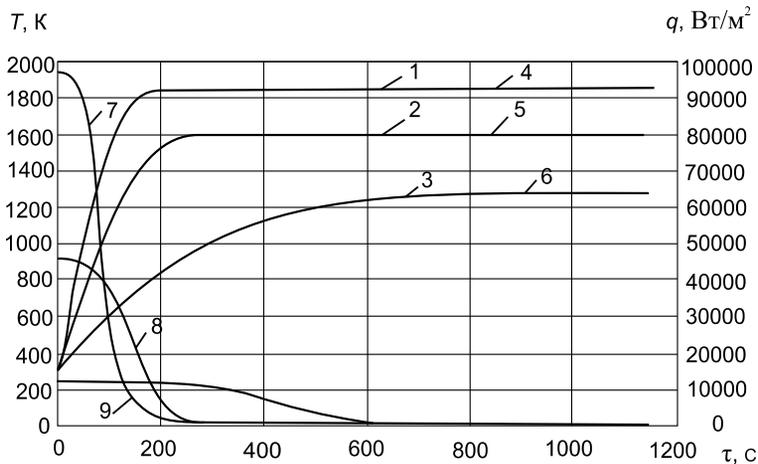
$$\frac{\lambda^{(2)}}{\Delta x} (T_{59}^k - T_{60}^k) + \frac{\lambda^{(1)}}{\Delta x} (T_{61}^k - T_{60}^k) = \frac{(c^{(1)} + c^{(2)}) (\rho^{(1)} + \rho^{(2)})}{2} \Delta x \frac{(T_{60}^{k+1} - T_{60}^k)}{\Delta \tau}.$$

Расчеты МЭБ проводились с помощью программы, составленной на языке C++.

Сравнение значений температуры на фронтальной и тыльной поверхностях пластины из молибдена с теплоизолирующей или графитовой подложками, полученных с использованием МКЭ и МЭБ, указывает на отличие результатов в пределах от 0,04 до 1,5 %.

Исследование влияния спектра потока падающего излучения на температурное поле пластины проводилось для следующих исходных данных:  $\alpha_1 = 100 \text{ Вт/м}^2\text{К}$ ,  $T_{\infty}^{(1)} = 293 \text{ К}$ ;  $\alpha_2 = \alpha_3 = \alpha_4 = 0$ ;  $h_1 = 2 \text{ мм}$ ;  $h_2 = 30 \text{ мм}$ ;  $T_0 = 293 \text{ К}$ . ТФС материалов пластины принимали в этом случае постоянными и выбирали в соответствии с таблицей. Спектры излучения источников и оптические характеристики фронтальной поверхности указаны на рис. 1 и 4. Предполагалось, что оптические характеристики полированной поверхности молибдена (см. рис. 4) в рассматриваемом интервале температур сохраняются неизменными.

На рис. 5 приведена зависимость температуры фронтальной и тыльной поверхностей пластины из молибдена с изоляцией на тыльной стороне от времени при нагревании ее одним из трех источников



**Рис. 5.** Изменение температуры на фронтальной и тыльной поверхностях теплоизолированной пластины из молибдена при нагреве ее источником инфракрасного излучения (кривые 1, 4), источником концентрированного солнечного излучения (2, 5), источником монохроматического излучения (3, 6) и изменение потока результирующего излучения: 7 — источник инфракрасного излучения; 8 — источник концентрированного солнечного излучения; 9 — источник монохроматического излучения

излучения различного спектра с одинаковой интегральной плотностью потока падающего излучения.

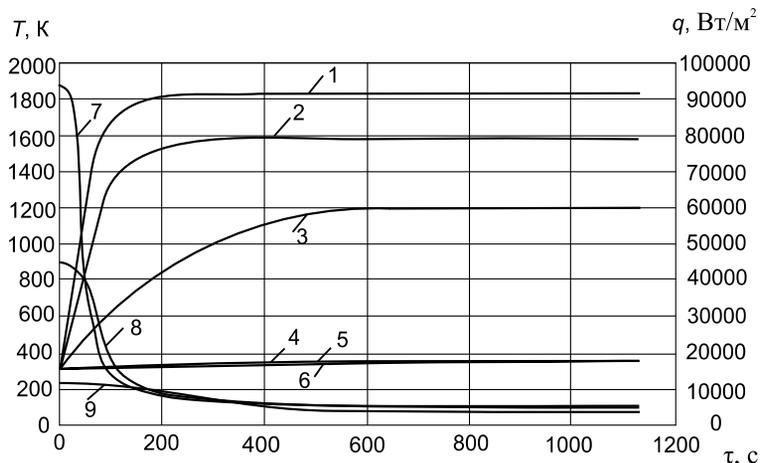
Из рис. 5 видно, что замена одного источника на другой заметно влияет на динамику изменения температуры и ее величину. Отличие температур на фронтальной поверхности в установившемся режиме составляет от 12 до 30% в зависимости от типа используемого источника. В нестационарном режиме это отличие оказывается еще более заметным. Время установления стационарного режима теплообмена пластины ( $\tau_{ст}$ ) для разных источников излучения изменяется в несколько раз.

Отмеченные особенности нагрева пластины объясняются характером изменения потока результирующего излучения, показанного на рис. 5, на котором для каждой кривой можно выделить два характерных временных интервала: интервал существенного изменения значения  $q_{рез}(0 \leq \tau \leq \tau_{ст})$  и интервал, где это изменение отсутствует ( $\tau > \tau_{ст}$ ).левой границей первого интервала служит начальный момент времени ( $\tau = 0$ ), когда величина  $q_{рез}$  полностью определяется первым слагаемым в правой части выражения (10) и зависит только от спектра источника излучения и поглощательной способности фронтальной поверхности. Правая граница интервала ( $\tau = \tau_{ст}$ ) соответствует моменту времени, когда теплообмен пластины с окружающей средой и внутри нее приобретает установившийся характер. В этом интервале времени поток результирующего излучения, проникающий через фронтальную поверхность, идет на прогрев пластины

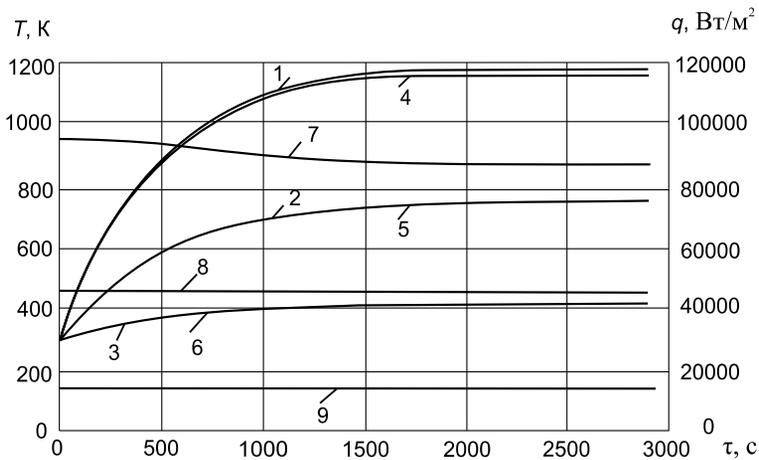
(формирование ее температурного поля) и на теплообмен с окружающей средой через тыльную поверхность. Возрастающее влияние на величину  $q_{рез}$  оказывает собственное излучение фронтальной поверхности (второе слагаемое в правой части выражения (10)) в связи с ростом ее температуры (кривые 1–3, см. рис. 5). Динамика изменения этой температуры, в свою очередь, определяется ТФС материала пластины, а также условиями теплообмена на тыльной поверхности. К началу второго интервала времени ( $\tau > \tau_{ст}$ ) завершается формирование температурного поля пластины и величина  $q_{рез}$  становится равной плотности теплового потока, уходящего в окружающую среду через ее тыльную сторону. В рассматриваемой постановке задачи при  $\tau > \tau_{ст}$   $q_{рез} = \alpha_1(T^{(1)} - T_{\infty}^{(1)}) \geq 0$ .

В случае нагрева пластины источником инфракрасного излучения (кривая 7, см. рис. 5) наблюдается резкое снижение потока результирующего излучения за счет быстрого возрастания роли собственного излучения поверхности примерно в том же спектральном диапазоне, что и падающее излучение. Сдвиг спектра излучения источника в сторону коротких волн (кривые 2, 3, см. рис. 1) в сочетании с характером изменения поглотительной и излучательной способностей фронтальной поверхности (см. рис. 4) определяет зависимость  $q_{рез}$  от времени, представленную на рис. 5 кривыми 8 и 9.

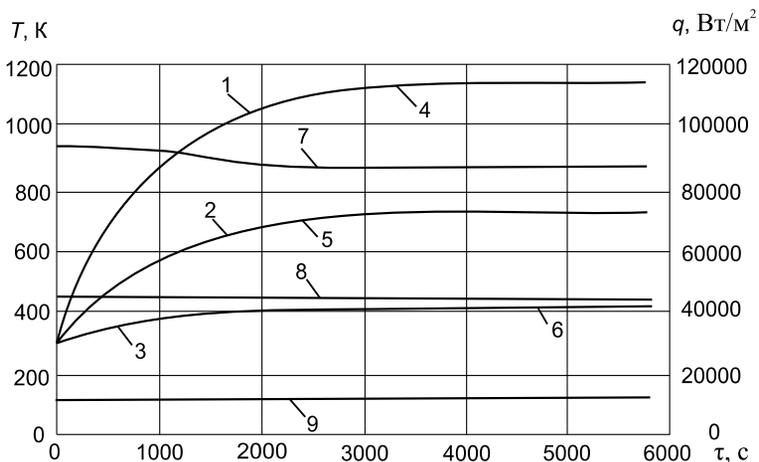
На рис. 6–8 приведены аналогичные зависимости температур фронтальной и тыльной поверхностей пластины из молибдена для вариантов использования подложек из минерального войлока, графита и меди соответственно, а также плотности потока результирующего излучения от времени. Анализ этих зависимостей показывает, что с увели-



**Рис. 6.** Изменение температуры на фронтальной и тыльной поверхностях двухслойной пластины (молибден и войлок) при нагреве ее источником инфракрасного излучения (кривые 1, 4), источником концентрированного солнечного излучения (2, 5), источником монохроматического излучения (3, 6) и изменение потока результирующего излучения: 7... 9 – см. подпись к рис. 5



**Рис. 7.** Изменение температуры на фронтальной и тыльной поверхностях двухслойной пластины (молибден и графит) при нагреве ее источником инфракрасного излучения (кривые 1, 4), источником концентрированного солнечного излучения (2, 5), источником монохроматического излучения (3, 6) и изменение потока результирующего излучения: 7... 9 – см. рис. 5



**Рис. 8.** Изменение температуры на фронтальной и тыльной поверхностях двухслойной пластины (молибден и медь) при нагреве ее источником инфракрасного излучения (кривые 1, 4), источником концентрированного солнечного излучения (2, 5), источником монохроматического излучения (3, 6) и изменение потока результирующего излучения: 7... 9 – см. рис. 5

чением теплопроводности материала подложки происходит снижение уровня температур, а плотность потока результирующего излучения, в отличие от случая теплоизолированной пластины (см. рис. 5), в установившемся режиме теплообмена не равна нулю.

При одинаковой интегральной плотности потока падающего излучения у всех трех источников (формула (13)) смещение спектра источника в сторону коротких волн (см. рис. 1) для заданных оптических характеристик фронтальной поверхности (см. рис. 4) приводит к сни-

жению на 12...60% уровня температур пластины в зависимости от типа источника излучения и момента времени ее нагрева (см. рис. 5–8). Интересно отметить, что наибольшее отличие в температурном состоянии пластины, нагреваемой источниками с различной зависимостью спектральной плотности потока излучения от длины волны, связано со спектром падающего излучения, а также с уменьшением отвода теплоты в подложку и достигается в предельном варианте для теплоизолированной пластины из молибдена в нестационарном режиме теплообмена (см. рис. 5). Это обстоятельство имеет большое значение при выборе источников излучения и режимов их работы при тепловых испытаниях конструкций летательных аппаратов из низкопроводных материалов с малым временем функционирования.

**Выводы.** 1. Рассмотрена математическая модель расчета температурного состояния двухслойной пластины с учетом спектральных характеристик потока падающего излучения и ее оптических свойств для случаев равномерного или периодического закона их изменения по нагреваемой поверхности.

2. Исследовано влияние на температурное состояние пластины изменения спектра источника излучения, вызванного заменой одного типа источника на другой или переходом их на иной режим работы. Выявлено заметное влияние этого фактора на температурное поле пластины, которое объясняется, главным образом, изменением величины потока поглощенного падающего излучения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Елисеев В. Н., Товстоног В. А. Характеристики источников излучения и излучательных систем высокоинтенсивного нагрева // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. “Машиностроение”. – 2001. – № 4. – С. 3–32.
2. Тепловые установки для использования солнечной энергии. – М.: Наука, 1966. – 34 с.
3. Дверняков В. С. Использование гелиоустановок ИЦМ АН УССР для лучевой технологии, исследований свойств и создания новых материалов / Сб. “Исследования материалов в условиях лучистого нагрева”. – Киев: Наукова думка, 1975. – С. 3–12.
4. Баранов А. Н., Белозеров Л. Г., Ильин Ю. С., Кутьинов В. Ф. Статические испытания на прочность сверхзвуковых самолетов. – М.: Машиностроение, 1974. – 344 с.
5. Вопросы теплообмена и тепловых испытаний конструкций / Под ред. Синярева Г.Б. – М.: Изд-во МВТУ им. Н.Э. Баумана, 1982.
6. Новицкий Л. А., Степанов Б. М. Оптические свойства материалов при низких температурах. – М.: Машиностроение, 1980. – 224 с.
7. Теория тепломассообмена / Под ред. Леонтьева А.И. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1997. – 684 с.
8. Колтун М. М. Селективные оптические поверхности преобразователей солнечной энергии. – М.: Наука, 1979. – 216 с.
9. Брамсон М. А. Инфракрасное излучение нагретых тел. – М.: Наука, 1964. – 224 с.

10. Кудряшова М. Д. Гелиотехника. – 1969. – № 4. – С. 47–56.
11. Сегерлинд Л. Применение метода конечных элементов. – М.: Мир, 1979. – 392 с.
12. Зенкевич О. Метод конечных элементов в технике / Пер. с англ. Под ред. Б.Е.Победри. – М.: Мир, 1975. – 541 с.
13. Галлагер Р. Метод конечных элементов. Основы. – М.: Мир, 1984. – 428 с.
14. Зарубин В. С., Селиванов В. В. Вариационные и численные методы механики сплошной среды: Учеб. пособие. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 1993. – 360 с.
15. Дульнев Г. Н., Парфенов В. Г., Сигалов А. В. Применение ЭВМ для решения задач теплообмена. – М.:Высшая школа, 1990. – 207 с.

Статья поступила в редакцию 27.03.2006



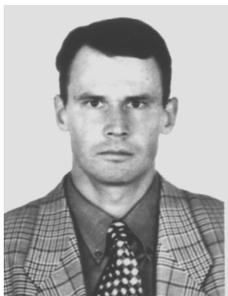
Мьо Тан родился в 1976 г., окончил МГТУ им Н.Э.Баумана в 2004 г. Аспирант кафедры “Космические аппараты и ракеты-носители” МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Myo Tan (b. 1976) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2004. Post-graduate of “Spacecrafts and Launch Vehicles” department of the Bauman Moscow State Technical University.



Федор Федорович Мосалов родился в 1981 г., окончил МГТУ им. Н.Э.Баумана в 2004. Аспирант кафедры “Космические аппараты и ракеты-носители” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор одной научной работы.

F.F. Mosalov (b. 1981) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2004. Post-graduate of “Spacecrafts and Launch Vehicles” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of 1 publication.



Константин Петрович Баслык родился в 1968 г., окончил МГТУ им. Н.Э.Баумана в 1994 г. Канд. техн. наук, доцент кафедры “Космические аппараты и ракеты-носители” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор 7 научных работ в области механики конструкций из композиционных материалов.

K.P. Baslyk (b. 1968) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 1994. Ph. D. (Eng.), assoc. professor of “Spacecrafts and Launch Vehicles” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of 7 publications in the field of mechanics of constructions made of composite materials.