

УРАВНЕНИЯ И АЛГОРИТМЫ РАСЧЕТА ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ ОБОЛОЧКИ ВРАЩЕНИЯ В АЭРОДИНАМИЧЕСКОМ ПОТОКЕ С УЧЕТОМ ЗАВИСИМОСТИ СВОЙСТВ ЕЕ МАТЕРИАЛА ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Л.С. Розман

ИАТЭ НИЯУ МИФИ, г. Обнинск



Для современных программ освоения космоса с использованием ракет-носителей с ядерными установками появилась необходимость быстрого и эффективного расчета температурных полей головной части ракеты для обеспечения безопасной транспортировки ядерных установок на орбиту. В работе рассматриваются постановка и алгоритмы решения нестационарной задачи расчета температурных полей оболочки вращения в высокотемпературном аэродинамическом потоке с заданной температурой. Предлагается физическая модель и алгоритмы расчета температурных полей в лобовой части и в окружных сечениях оболочки. Модель с учетом уноса материала позволит прогнозировать возможность выполнения целевой направленности оболочки при различных значениях определяющих параметров.

Ключевые слова: оболочки вращения, уравнение теплопроводности, расчет температурного поля.

Key words: shells of revolution, heat transfer equation, calculation of temperature field.

ВЫВОД НЕЛИНЕЙНОГО УРАВНЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ОБОЛОЧКИ ВРАЩЕНИЯ

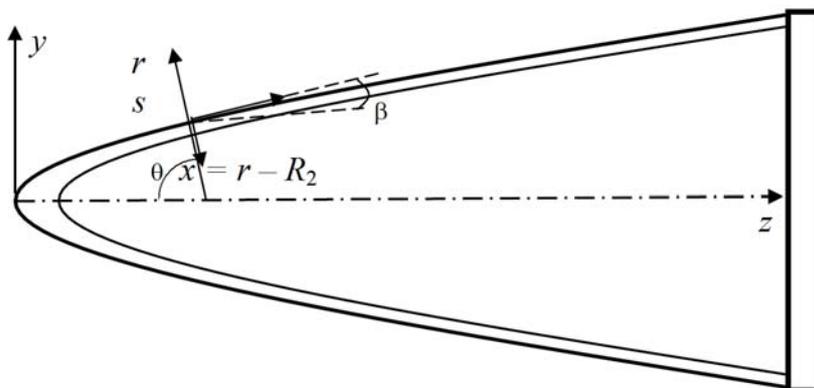


Рис.1. Оболочка вращения и ее геометрические параметры

Рассмотрим оболочку вращения переменной толщины $h(z)$ (рис. 1) с произвольной образующей, форму которой можно задать уравнением $y = F(z)$ в пря-

© Л.С. Розман, 2013

моугольной системе координат или таблицей координат (z, y) ее основных точек. При выводе уравнений и описании необходимых положений будем использовать обозначения радиусов кривизны внешней поверхности R_1, R_2 ; радиусов параллелей оболочки вращения R ; полярного радиуса r в окружных сечениях оболочки; оси вращения z и длины дуги меридиана s .

Уравнение теплопроводности можно получить из условия теплового баланса малого элемента (рис. 2), который выделен из оболочки двумя меридиональными сечениями, двумя окружными и двумя эквидистантными поверхностями.

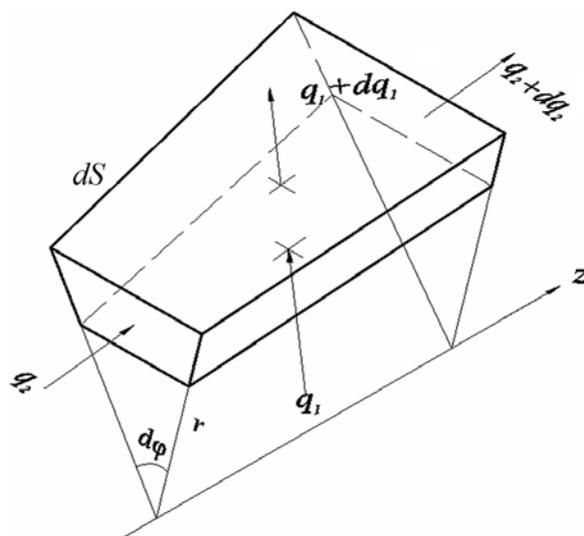


Рис.2. Выделенный элемент оболочки для иллюстрации внутренних тепловых потоков

Уравнения эквидистантных поверхностей можно представить в виде $r = c, r = c+dr$. Но, учитывая, что теплообмен идет с внешним потоком, целесообразно ввести также ось x по толщине оболочки с началом отсчета на внешней поверхности, направленную в противоположную сторону оси r . При этом координаты x точек окружного сечения будут меняться от нуля на внешней поверхности до толщины h на внутренней поверхности. В этих обозначениях уравнение теплового баланса выделенного элемента примет вид

$$\begin{aligned} & \left[-\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \cdot r \cdot d\varphi + \left(\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \cdot \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial r} dr \right) \cdot (r+dr) \cdot d\varphi \cdot \left(1 + \frac{dr}{R_1 - x} \right) \right] \cdot ds \cdot d\tau + \\ & + \left[-\lambda \frac{\partial T}{\partial s} \cdot r \cdot d\varphi + \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial s} \cdot \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial s} ds \right) \cdot \left(r + \frac{\partial r}{\partial s} ds \right) \cdot d\varphi \right] \cdot dr \cdot d\tau = \\ & = c \cdot \rho \frac{\partial T}{\partial \tau} \cdot r \cdot d\varphi \cdot ds \cdot dr \cdot d\tau . \end{aligned} \quad (1)$$

В этом уравнении

$$\frac{\partial r}{\partial s} = \frac{d(R_2 - x)}{ds} = \frac{dR_2}{ds} = \frac{d}{ds} \frac{R}{\sin \theta} = \frac{1}{\sin \theta} \frac{dR}{ds} - R \frac{\cos \theta}{\sin^2 \theta} \frac{d\theta}{ds} = \operatorname{ctg} \theta \left(1 - \frac{R_2}{R_1} \right), \quad (2)$$

где θ – угол между нормалью к поверхности оболочки и осью вращения.

Рассмотрим преобразования слагаемых левой части уравнения (1) по отдельности. Отбросив слагаемые пятого порядка малости, получим

$$\begin{aligned} & \left[-\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \cdot r \cdot d\varphi + \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \cdot \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial r} dr \right) \cdot (r + dr) \cdot d\varphi \cdot \left(1 + \frac{dr}{R_1 - x} \right) \right] \cdot ds \cdot d\tau = \\ & = \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial \lambda}{\partial r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{R_1 - x} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right) \cdot \lambda \cdot r \cdot dr \cdot d\varphi \cdot ds \cdot d\tau . \end{aligned} \quad (3)$$

Аналогичным образом преобразуем второе слагаемое левой части уравнения (1), которое отражает этапы перемещения теплового потока по меридиональной координате s :

$$\begin{aligned} & -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial s} \cdot r \cdot d\varphi \cdot dr + \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial s} \lambda \frac{\partial T}{\partial s} ds \right) \cdot \left(r + \frac{\partial r}{\partial s} ds \right) \cdot d\varphi \cdot dr = \\ & = \left(\frac{\partial^2 T}{\partial s^2} + \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{d\lambda}{ds} \cdot \frac{\partial T}{\partial s} + \frac{\partial T}{\partial s} \cdot \frac{dr}{r \cdot ds} \right) \cdot \lambda \cdot r \cdot ds \cdot d\varphi \cdot dr . \end{aligned} \quad (4)$$

Подставим теперь полученные выражения в исходное уравнение (1). Переходя от координаты r к координате x по толщине стенки оболочки, получим

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial s^2} - \left(\frac{1}{R_1 - x} + \frac{1}{R_2 - x} \right) \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{1}{\lambda(T)} \cdot \frac{\partial \lambda}{\partial x} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + \\ & + \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{\partial \lambda}{\partial s} \cdot \frac{\partial T}{\partial s} + \frac{\text{ctg}\theta}{R_2 - x} \cdot \left(1 - \frac{R_2}{R_1} \right) \cdot \frac{\partial T}{\partial s} = \frac{c \cdot \rho}{\lambda} \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} . \end{aligned} \quad (5)$$

Выражения производных от коэффициента теплопроводности λ по координатам r, s нужно записать с учетом заданной зависимости $\lambda(T(x))$ от температуры. В результате нелинейность полученного уравнения будет представлена в явном виде

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial s^2} - \left(\frac{1}{R_1 - x} + \frac{1}{R_2 - x} \right) \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{1}{\lambda(T)} \cdot \frac{\partial \lambda}{\partial T} \cdot \left[\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial s} \right)^2 \right] + \\ & + \frac{\text{ctg}\theta}{R_2 - x} \cdot \left(1 - \frac{R_2}{R_1} \right) \cdot \frac{\partial T}{\partial s} = \frac{c \cdot \rho}{\lambda} \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} , \end{aligned} \quad (6)$$

где выражение $\frac{1}{\lambda(T)} \cdot \frac{\partial \lambda}{\partial T}$ можно представить в табличном виде или в виде функции от T .

Отметим, что уравнение теплопроводности (5) без учета зависимости теплопроводности λ от температуры для произвольной оболочки вращения в криволинейных координатах оболочки вращения впервые было получено в работе [1].

ГРАНИЧНОЕ УСЛОВИЕ ТЕПЛОБМЕНА С ВОЗДУШНЫМ ПОТОКОМ

Граничное условие теплообмена оболочки с воздушным потоком получим с условием теплового баланса малого элемента оболочки, прилегающего к некоторой части внешней поверхности $R_2 \cdot d\varphi \cdot ds$ и имеющего толщину $dx/2$:

$$\frac{c(T(0, \tau)) \cdot \rho \cdot dx}{2} \frac{\partial T(0, \tau)}{\partial \tau} = \alpha_e (T_e(s, \tau) - T(0, \tau)) - q_{\text{izl}} , \quad (7)$$

где ρ – плотность; $\alpha_e, T_e(s, \tau)$ – коэффициент теплоотдачи и температура потока; q_{izl} – поток излучения поверхности оболочки на заданной высоте H .

Интегральная плотность излучения поверхности оболочки на высоте H вычисляется при использовании закона Стефана-Больцмана [2, 3] по формуле

$$q_{\text{izl}} = \frac{\varepsilon \cdot \sigma}{\pi} \left[(T(0, t) + 273)^4 - (T_H + 273)^4 \right] , \quad \sigma = 5.6693 \cdot 10^{-8} \text{ Bm} / (\text{m}^2 \cdot \text{K}^4) , \quad (8)$$

где ε – коэффициент степени черноты поверхности оболочки; σ – постоянная Стефана-Больцмана; T_H – температура на заданной высоте H по Цельсию.

Внутреннюю поверхность оболочки считаем теплоизолированной и второе граничное условие при $x = h$ запишем в виде

$$\frac{c(T(h, \tau)) \cdot \rho \cdot dx}{2} \frac{\partial T(h, \tau)}{\partial t} = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=h} = -\lambda \frac{T(h, \tau) - T(h-dx, \tau)}{dx}, \quad (9)$$

где производная от температуры на второй границе записана как конечная разность температур в двух точках около границы, поделенная на длину отрезка dx между этими точками.

КОНЕЧНО-РАЗНОСТНАЯ СХЕМА УРАВНЕНИЯ

При расчете температурных полей по толщине оболочки следует учитывать, что толщина оболочки мала по сравнению с радиусами кривизны и длиной по оси вращения. В результате этого градиенты температуры по образующей пренебрежимо малы по сравнению с градиентами температуры по толщине стенки оболочки. Поэтому численное решение задачи целесообразно проводить при использовании локально-одномерных уравнений без учета взаимного влияния температурных полей в окружных сечениях оболочки. В этом случае в каждом окружном сечении уравнение (6) преобразуется в одномерное уравнение

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \left(\frac{1}{R_1 - x} + \frac{1}{R_2 - x} \right) \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{1}{\lambda(T)} \cdot \frac{\partial \lambda}{\partial T} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 = \frac{c \cdot \rho}{\lambda} \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau}, \quad (10)$$

которое нужно решать с представленными выше граничными условиями (8), (9).

При использовании метода конечных разностей используются разные способы аппроксимации дифференциального уравнения и граничных условий. При явной схеме аппроксимации производных система всех конечно-разностных уравнений в данном случае принимает вид

$$\frac{T_1^{n+1} - T_1^n}{d\tau} = \frac{2}{c_1^n \cdot \rho \cdot dx} \left[\alpha_e (T_e(s, \tau_n) - T_1^n) - q_{изл}(\tau_n) \right] + \frac{2\lambda_1^n}{c_1^n \rho dx^2} (T_2^n - T_1^n), \quad (11)$$

$$\frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{d\tau} = \frac{\lambda_i^n}{c_i^n \rho} \left[\frac{d^2 T_i^n}{dx^2} - \left(\frac{1}{R_1 - x_i} + \frac{1}{R_2 - x_i} \right) \cdot \frac{T_{i+1}^n - T_{i-1}^n}{2dx} + \frac{1}{\lambda(T_i^n)} \cdot \frac{\partial \lambda}{\partial T} \cdot \left(\frac{T_{i+1}^n - T_{i-1}^n}{2dx} \right)^2 \right], \quad (12)$$

$$\frac{T_N^{n+1} - T_N^n}{d\tau} = -\frac{2\lambda_N^n}{c_N^n \rho dx^2} (T_N^n - T_{N-1}^n), \quad i = 2, 3, \dots, N-1. \quad (13)$$

Следует отметить, что при записи системы уравнений (11 – 13) использованы обозначения

$$\frac{d^2 T_i^n}{dx^2} = \frac{T_{i-1}^n - 2T_i^n + T_{i+1}^n}{dx^2}, \quad T(x_i, \tau_n) = T_i^n, \quad c(x_i, \tau_n) = c_i^n, \quad \lambda(x_i, \tau_n) = \lambda_i^n.$$

Физический смысл конечно-разностных уравнений (11 – 13), записанных по явной схеме аппроксимации, можно объяснить как запись граничных условий (11) и (13) в совокупности с уравнением (12) во всех внутренних точках $i = 2, 3, \dots, N-1$ для момента времени $\tau = \tau_n$ с аппроксимацией производной по времени конечной разностью температуры с шагом вперед.

В результате в правые части всех этих уравнений входят только известные температуры $T_i^n, i = 1, 2, 3, \dots, N$, и решение задачи при явной схеме аппроксимации производных и уравнений сводится к простым вычислениям температуры $T_i^{n+1}, i = 1, 2, 3, \dots, N$ в каждой узловой точке с номером i по толщине оболочки шаг за шагом по времени τ с шагом $d\tau$.

При неявной схеме аппроксимации конечно-разностных уравнений все уравнения записываются для момента времени $\tau = \tau_{n+1}$, а производные по времени τ аппроксимируются конечными разностями температуры с шагом назад. В результате уравнения (11) – (13) преобразуются в систему уравнений с трехдиагональной матрицей для определения неизвестной температуры T_i^{n+1} . Для более наглядного сравнения с предыдущими уравнениями (11) – (13) запишем без формальных изменений, заменив лишь индексацию по существу вышесказанного:

$$\frac{T_1^{n+1} - T_1^n}{d\tau} = \frac{2}{c(T_1^n) \cdot \rho \cdot dx} [\alpha_e(T_e(s, \tau_{n+1}) - T_1^{n+1}) - q_{izl}(\tau_{n+1})] + \frac{2\lambda_1^n}{c_1^n \rho dx^2} (T_2^{n+1} - T_1^{n+1}), \quad (14)$$

$$\frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{d\tau} = \frac{\lambda_i^n}{c_i^n \rho} \left[\frac{d^2 T_i^{n+1}}{dx^2} - \left(\frac{1}{R_1 - x_i} + \frac{1}{R_2 - x_i} \right) \cdot \frac{T_{i+1}^{n+1} - T_{i-1}^{n+1}}{2dx} + \frac{1}{\lambda(T_i^n)} \cdot \frac{\partial \lambda}{\partial T} \cdot \left(\frac{T_{i+1}^{n+1} - T_{i-1}^{n+1}}{2dx} \right)^2 \right], \quad (15)$$

$$\frac{T_N^{n+1} - T_N^n}{d\tau} = -\frac{2\lambda_N^n}{c_N^n \rho dx^2} (T_N^{n+1} - T_{N-1}^{n+1}), \quad i = 2, 3, \dots, N-1. \quad (16)$$

При записи уравнений (14) – (16) в аргументах коэффициентов теплоемкости c и теплопроводности λ верхние индексы не менялись в предположении, что их можно вычислять по температуре предыдущего шага по времени, как и при явной схеме аппроксимации, когда необходимая точность достигается путем уменьшения временного шага. В порядке обоснования этого положения и была рассмотрена признанная в инженерной практике явная схема аппроксимации конечно-разностных уравнений.

Отметим также, что в уравнениях (15) есть нелинейное слагаемое, без линеаризации которого решение продолжить невозможно. Представим это слагаемое в виде

$$\frac{1}{\lambda(T_i^n)} \cdot \frac{\partial \lambda}{\partial T} \cdot \left(\frac{T_{i+1}^{n+1} - T_{i-1}^{n+1}}{2dx} \right)^2 = \frac{1}{dx^2} \frac{1}{4\lambda(T_i^n)} \cdot \frac{\partial \lambda}{\partial T} \cdot (T_{i+1}^{n+1} - T_{i-1}^{n+1})^2 \quad (17)$$

и линеаризуем квадрат разности в правой части уравнения (17):

$$(T_{i+1}^{n+1} - T_{i-1}^{n+1})^2 \approx (T_{i+1}^n - T_{i-1}^n)^2 + 2(T_{i+1}^n - T_{i-1}^n) [(T_{i+1}^{n+1} - T_{i-1}^{n+1}) - (T_{i+1}^n - T_{i-1}^n)]$$

или

$$(T_{i+1}^{n+1} - T_{i-1}^{n+1})^2 \approx 2(T_{i+1}^n - T_{i-1}^n)(T_{i+1}^{n+1} - T_{i-1}^{n+1}) - (T_{i+1}^n - T_{i-1}^n)^2. \quad (18)$$

Аналогично выполним линеаризацию выражения (8) для теплового потока излучения q_{izl} в граничном условии (14).

Подставляя выражение (17) в уравнения (15) при $i = 2, 3, \dots, N-1$ с учетом полученного линейного выражения (18), получим систему линейных конечно-разностных уравнений с трехдиагональной матрицей, решение которой легко находится методом скалярной прогонки. Далее рассмотрим результаты расчета в виде графиков температуры в отдельных слоях лобовой стенки оболочки.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ В СЛОЯХ ЛОБОВОЙ СТЕНКИ ОБОЛОЧКИ ВРАЩЕНИЯ

На рисунках 3 и 4 для сравнения приводятся графики температуры слоев лобовой стенки оболочки вращения (см. рис. 1) при заданных температуре воздушного потока (верхние кривые на рисунках) и теплоотдаче потока. Следует обратить внимание, что на рис.1 показана оболочка, толстостенная в лобовой части. Необходимость предусматривать относительно большую толщину лобовой стенки обусловлена возможностью расплава, абляции и уноса поверхностных слоев оболочки воздушным потоком.

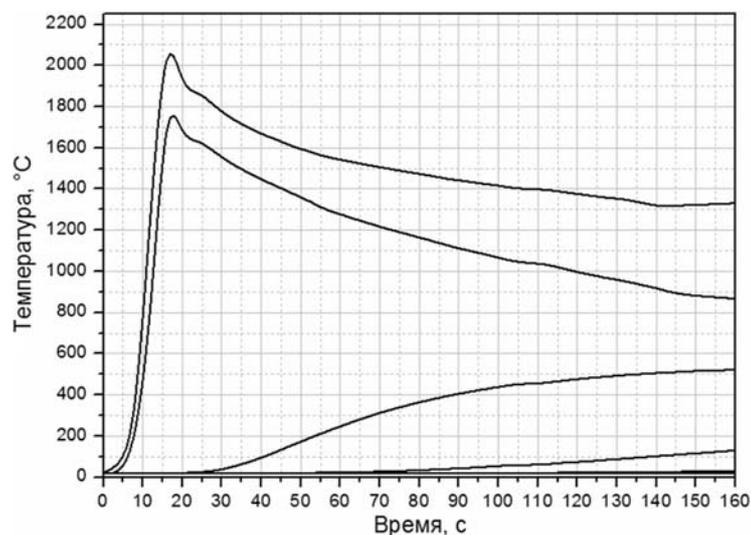


Рис. 3. Результаты расчета температуры потока (верхняя кривая) и слоев лобовой стенки носка без учета уноса материала

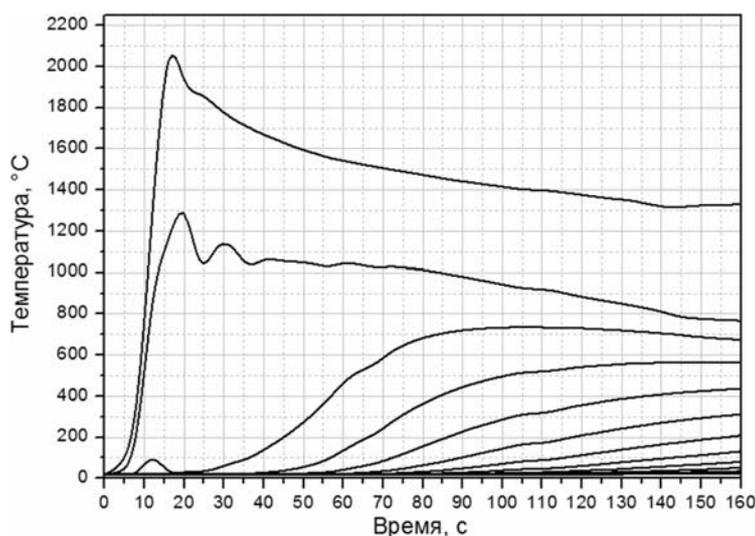


Рис. 4. Результаты расчета температуры потока (верхняя кривая) и слоев лобовой стенки носка с учетом уноса материала

Результаты расчета (рис. 4) получены при использовании физической модели процесса уноса материала, отмеченной в начале статьи. Суть данной модели заключается в следующем:

- при нагреве до температуры выше $T = T_p$ поверхностные слои оболочки превращаются в расплав, фазовое состояние которого может быть подобно состоянию стекломассы;

- при интенсивной теплоотдаче воздушного потока вязкость расплава снижается, в результате чего под действием касательных поверхностных сил потока t поверхностные слои оболочки сдвигаются последовательно слоями толщины h_y ;

- сдвиг поверхностных слоев оболочки потоком приводит к их отслоению, отрыву и уносу воздушным потоком.

Унос материала слоями заданной толщины h_y происходит тогда, когда по всей толщине h_y температура достигла и превышает температуру расплава T_p . После уноса это-

го слоя координата внешней поверхности изменяется на величину размера h_y , а граничное условие теплообмена с воздушным потоком выполняется на другой поверхности до момента уноса следующего слоя толщины h_y .

Результаты получены для лобовой стенки, начальная толщина которой $h = 2.5$ см. Для расчета температурных полей конечно-разностная сетка получена с шагом $dx = h/1000 = 0.025$ см. Толщина слоев в момент уноса задавалась равной 0.01 см.

В результате при заданных параметрах потока и при заданной температуре расплава $T_p = 1000$ °С к концу расчета сохранилось 611 слоев с суммарной толщиной 1.53 см. При этом показанный график температуры подвижной наружной поверхности является композицией температуры первого слоя до начала уноса на 16-й секунде, температуры следующих 388-ми слоев, которые исчезали в процессе уноса до 68-ой секунды, и температуры 369-го слоя после 68-й секунды.

Выполнение расчетов температурных полей по представленной схеме и анализ получаемых результатов при заданных параметрах потока и заложенных в расчет значениях основных параметров уноса T_p , h_y , t , и других позволит прогнозировать возможность выполнения целевой задачи данной оболочки, которая, например, может быть основной частью летательного аппарата, такой как головной обтекатель ракеты [4] или корпус ракетного двигателя [5].

Из анализа и сравнения приведенных графиков видно, что с увеличением толщины слоев уноса h_y суммарная толщина оставшихся слоев будет расти. Например, если в данном случае задать $h_e = 0.1$ см, то оставшаяся толщина лобовой стенки составит 2.2 см.

В заключение отметим, что для сравнения различных схем линеаризации были написаны программы на Фортране, с использованием которых можно сделать следующие выводы по результатам расчета.

При использовании явной схемы получают линейные уравнения, но расчеты нужно проводить с определенной осторожностью, поскольку результаты можно получить наверняка только при выполнении известного условия устойчивости вычислительного процесса [6], с помощью которого определяется допустимое соотношение шагов сетки по координате и по времени. В данном случае этот критерий записывается как

$$\frac{\lambda \cdot dt}{c_p \cdot dx^2} < 1. \quad (19)$$

Программы с линеаризацией по Ньютону и по Эйлеру дают почти одинаковые результаты, поскольку при малом шаге по времени разница выражений слева и справа соотношения (18) практически не заметна.

При этом следует отметить, что пренебрегать отмеченными выше нелинейными слагаемыми нецелесообразно. Проверку влияния этих слагаемых можно осуществить, выполнив расчет при использовании некоторых фиктивных множителей.

Литература

1. Липовцев Ю.В. Постановка и алгоритмы решения нестационарных осесимметричных задач термоупругости для оболочек вращения // ПММ. 2003. т.6, вып.6. С. 954–964.
2. Оцисик М.Н. Сложный теплообмен. – М.: Мир, 1976. – 616 с.
3. Зигель Р., Хауэлл Дж. Теплообмен излучением. – М.: Мир, 1975. – 934 с.
4. Русин М.Ю. Проектирование головных обтекателей ракет из керамических и композиционных материалов. Учебное пособие. – М.: Изд-во МГТУ им.Н.Э. Баумана, 2005, – 64с.
5. Власов Н.М., Фудик И.И. Тепловыделяющие элементы ядерных ракетных двигателей. Учебное пособие. – М.: Изд-во ЦНИИАтоминформ, 2001. – 208 с.
6. Годунов С.К., Рябенский В.С. Разностные схемы. – М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1973. – 400 с.

Поступила в редакцию 20.05.2013

УДК 621.039.052

Numerical simulation of the coolant flow in the porous body model of a fast breeder reactor \ Leskin S.T., Slobodchuk V.I., Shelegov A.S., Yaurov S.V., Chistozvonova E.A., Sorokin A.P., Opanasenko A.N., Kalyakin S.G., Zaryugin D.G.; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Hier Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2013. – 8 pages, 8 illustrations. – References, 5 titles.

The results of numerical simulation of the coolant flow in the model of a fast breeder reactor are presented. 3D-model of an experimental facility is developed and the simulation is carried out with ANSYS CFD code. The porous body approach is used for simulation of complicated elements of the reactor model such as heat exchangers, reactor core. The numerical results of thermohydraulic characteristics for the case of the coolant forced circulation as well as for the case of emergency cooling are presented. The numerical results are in qualitative agreement with the experimental data. The performance capability of a passive emergency cooling system with self-contained heat exchangers is confirmed.

УДК 53.072.8

Conception design of intensive nonreactor neutron source based on hydrogen ion accelerator \ Kononov O.E., Kononov V.N., Bokhovko M.V., Gremiachkin D.E.; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Hier Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2013. – 9 pages, 7 illustrations. – References, 3 titles.

Creation of intensive neutron source for various types of neutron therapy is discussed. The way to generate intensive neutron beams and they ability is described. Shown that accelerator with 3 MeV beam energy it is possible to create neutron facility for oncology clinic.

УДК 621.039.526.034+621.039.546.8:536.24

Experimental analysis of flowrates distribution features in double-loop reactor channels \ Avdeev E.F., Chusov I.A.; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Hier Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2013. – 7 pages, 5 illustrations. – References, 5 titles.

Experimental data on the flowrate distribution in working channels dummies of «Research reactor model» experimental facility with double-loop configuration are provided. The procedures of experiments performance and received experimental data processing are provided in detail. Based on the fulfilled experiments, the conclusion was made on applicability of the obtained data for the reactor plant safety analysis.

УДК 532.5

The equations and algorithms for the calculation of temperature fields of shells of revolution in aerodynamic flow considering dependence of its material properties on the temperature \ Rozman L.S.; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Hier Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2013. – 7 pages, 4 illustrations. – References, 6 titles.

Due to the rapid development of space exploration programs using rockets with nuclear facilities there was a necessity to quickly and efficiently calculate temperature fields of head part of missile to ensure safe transport of nuclear installations to orbit. We consider the formulation and solving algorithms of the non-stationary problem for calculation of temperature fields of shell of revolution in high-temperature aerodynamic flow with known temperature. We propose and consider the physical model and calculation of temperature fields in the frontal part and in circle sections of the shell of revolution. The proposed physical model of shell heat transfer with the ablation of material will predict the ability to perform the targeting of the shell by calculating the temperature fields and the total thickness of entrained layers for different possible values of the parameters defining the ablation parameters for shell material.

УДК 621.039.516

The comparison analyses of VVER REMIX-fuel characteristics when multiple recycling were made \ Dekusar V.M., Kagramanyan V.S., Kalashnikov A.G., Kapranova E.N., Korobitsyn V.E., Puzakov A.Yu.; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica»