

УДК 536.2

## Температурное состояние и отклонение формы сферической оболочки космического калибровочно-юстировочного аппарата

Зарубин В. С.<sup>1,\*</sup>, Зимин В. Н.<sup>1</sup>, Кувыркин Г. Н.<sup>1</sup>

\* [zarubin@bmstu.ru](mailto:zarubin@bmstu.ru)

<sup>1</sup>МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

---

Выполненная с высокой точностью сферическая оболочка является одним из вариантов геометрической формы пассивных орбитальных ретрансляторов сигналов и космических аппаратов калибровочно-юстировочного типа, используемых для определения энергетического потенциала радиолокационного канала наземного комплекса контроля движения космических объектов. Под действием солнечного излучения возникает неравномерное по поверхности такой оболочки распределение температуры, вызывающее отклонение ее формы от сферической. Полученное решением интегрального уравнения Фредгольма второго рода установившееся распределение температуры оболочки с фиксированной ориентацией относительно Солнца использовано для определения указанных отклонений. Проведен количественный анализ возможного выравнивания квазистационарного распределения температуры оболочки в случае ее вращения с постоянной угловой скоростью вокруг оси, перпендикулярной направлению на Солнце.

**Ключевые слова:** космический аппарат; сферическая оболочка; квазистационарное распределение температуры

---

### Введение

Одним из вариантов геометрической формы калибровочно-юстировочного космического аппарата, предназначенного для определения и контроля энергетического потенциала радиолокационного канала наземного комплекса контроля движения космических объектов [1, 2], является выполненная с высокой точностью сферическая оболочка. Такую же форму имеют пассивные ретрансляторы сигналов и используемые в целях калибровки и юстировки радиолокационной аппаратуры некоторые типы малоразмерных эталонных отражателей [1, 3]. Орбиты рассматриваемых космических аппаратов могут быть как круговыми с высотой около 1000 км, в том числе близкими к полярным, так и эллиптическими с апогеем до 2200 км [2, 3].

При отсутствии системы терморегулирования космических аппаратов указанных типов основным фактором, определяющим температурное состояние сферической оболочки на

освещенном участке орбиты, является солнечное излучение. При фиксированном расположении оболочки по отношению к направлению на Солнце возникающая неравномерность распределения температуры по ее поверхности приводит к отклонению формы оболочки от идеальной сферической, что может повлиять на функциональные характеристики космического аппарата. Вращение оболочки относительно оси, перпендикулярной по отношению к направлению на Солнце, может способствовать снижению степени неравномерности распределения температуры.

Количественную оценку неравномерности распределения температуры по поверхности сферической оболочки в условия околоземного космического пространства и влияния этой неравномерности на отклонение формы оболочки от сферической можно получить соответствующими методами математического моделирования [4], используя модификацию ранее разработанной математической модели, описывающей установившееся температурное состояние такой оболочки на низкой околоземной орбите [5]. В данной работе рассмотрена оболочка, выполненная из полимерного композиционного материала, исходная сферическая форма которой определяется сравнительно невысоким внутренним давлением. Предполагается, что при наличии в оболочке оборудования занимаемый им объем достаточно мал, что позволяет не учитывать его влияние на перенос излучения в полости оболочки. Наряду с определением установившегося распределения температуры по поверхности оболочки при ее фиксированной ориентации по отношению к направлению на Солнце получено квазистационарное температурное состояние оболочки при ее вращении с постоянной угловой скоростью относительно оси, перпендикулярной этому направлению. Для вычисленного распределения температуры по поверхности невращающейся оболочки проведена оценка отклонения ее формы от сферической.

## 1. Оценки возможных параметров оболочки

Одним из возможных вариантов конструкции космического калибровочно-юстировочного аппарата является оболочка из полимерного композиционного материала, которая принимает сферическую форму после вывода на околоземную орбиту благодаря внутреннему давлению, создаваемому наполняющим ее газом. В этом случае возможно получить оболочку достаточно большого диаметра, что характерно для современных тенденций развертывания на орбите крупногабаритных трансформируемых конструкций [6]. Исходя из условий эксплуатации аппарата такую оболочку целесообразно выполнять многослойной, включающей несколько слоев, каждый с различным функциональным назначением. Помимо сравнительно тонкого внутреннего газонепроницаемого слоя толщиной  $h_* \approx 0,05 \dots 0,1$  мм, выполненного, например, из полиимидной пленки ПМФ-352 с двусторонним покрытием политетрафторэтиленом (тефлоном) [7, 8], необходим слой из материала с достаточно высокими механическими характеристиками, покрытый внешним слоем материала, свойства которого определяются непосредственно из эксплуатационных требований к аппарату.

При использовании в качестве материала промежуточного слоя оболочки органопластика на основе эпоксидной матрицы, армированной тканью из арамидных волокон типа Кевлар-49, можно рассчитывать на значения предела прочности при растяжении около 500 МПа и продольного модуля упругости (модуля Юнга)  $E \approx 40$  ГПа [9, 10]. При толщине  $h_0 = 0,2$  мм этого слоя и радиусе  $r_0 = 1$  м его средней сферической поверхности внутреннее давление  $p = 160$  Па вызовет в слое растягивающее напряжение  $\sigma = pr_0/(2h_0) = 0,4$  МПа на три порядка меньше предела прочности. При этом относительное удлинение слоя в любом направлении, касательном к средней поверхности, составит не более  $10^{-5}$ . Внешний слой оболочки может быть выполнен, например, в виде пленки политетрафторэтилена [11]) толщиной  $h^* \approx 0,05 \dots 0,1$  мм.

Основным фактором, определяющим тепловое воздействие на оболочку на освещенной части околоземной орбиты, является солнечное излучение. Благодаря наличию промежуточного слоя из полимерного композиционного материала рассматриваемая оболочка непрозрачна для излучения как в видимой, так и в ближней инфракрасной частях спектра, обладающих основной долей переносимой энергии. Перенос теплоты к внутренней поверхности такой оболочки происходит путем теплопроводности. Оценим суммарное термическое сопротивление  $R_T$  трехслойной оболочки между ее внешней и внутренней поверхностями. При значениях коэффициентов теплопроводности пленки политетрафторэтилена  $k^* \approx 0,26 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$  [12], органопластика  $k_0 \approx 0,14 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$  [10] и полиимидной пленки  $k_* \approx 0,17 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$  [8] получим

$$R_T = \frac{h^*}{k^*} + \frac{h_0}{k_0} + \frac{h_*}{k_*} \approx 0,0022 \frac{\text{м}^2\text{К}}{\text{Вт}}.$$

При завышенной оценке  $q' \approx 10^3 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$  возможного значения плотности теплового потока, проходящего через оболочку, получим также завышенную оценку перепада температуры  $qR_T \approx 2,2$  К по толщине оболочки. Такая оценка позволяет принять допущение об однородности температуры оболочки по ее толщине.

Для более достоверного определения значения  $q'$  прежде всего необходимо располагать надежной информацией о так называемых оптических характеристиках внешней и внутренней поверхностей оболочки [13]. К этим характеристикам относят коэффициент поглощения падающего на внешнюю поверхность излучения и коэффициент собственного излучения («степень черноты») этой поверхности, а также коэффициенты поглощения и собственного излучения внутренней поверхности. Значения этих коэффициентов в общем случае зависят от спектрального состава падающего излучения. Излучение, исходящее непосредственно от Солнца, и солнечное излучение, частично отраженное от Земли, относят к коротковолновому, а собственное излучение Земли, вносящее некоторый вклад в суммарный поток излучения, падающего на внешнюю поверхность оболочки, находящейся на низкой

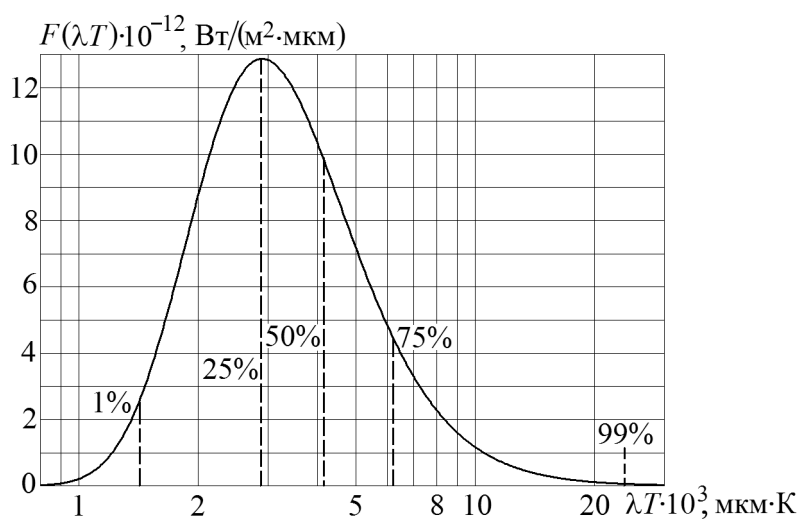
околоземной орбите, — к длинноволновому. Также длинноволновым является собственное излучение внешней и внутренней поверхностей оболочки.

В спектре солнечного излучения выделяют ультрафиолетовую область (около 10 % суммарной энергии излучения), видимую и инфракрасную области (соответственно примерно 40 и 50 % суммарной излучаемой энергии). Зависимость спектральной интенсивности излучения Солнца за пределами атмосферы Земли в первом приближении соответствует спектру абсолютно черного тела с температурой  $T_S = 5780$  К [14], имеющего, согласно формуле закона Вина [13]  $\lambda_m T = 2897,8$  мкм · К, наибольшее значение спектральной интенсивности при длине волны  $\lambda_m \approx 0,5$  мкм. Распределение измеряемой обычно в  $\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{мкм}}$  спектральной интенсивности излучения абсолютно черного тела по длинам волн при фиксированной температуре  $T$  определяет закон Планка [15]

$$I_{0\lambda}(\lambda, T) = 2\pi \frac{hc^2}{\lambda^5} \left( \exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1 \right)^{-1},$$

где  $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$  Дж · с — постоянная Планка,  $c = 2,998 \cdot 10^8$  м/с — скорость света в вакууме,  $k_B = 1,380 \cdot 10^{-23}$  Дж/К — постоянная Больцмана.

На рис. 1 приведен график зависимости отношения  $I_{0\lambda}/T^5 = F(\lambda T)$  от произведения  $\lambda T$  [13]. Абсциссы вертикальных штриховых линий равны верхней границе  $\lambda^* T$  интервала значений  $\lambda T \in (0; \lambda^* T)$ , в пределах которого абсолютно черное тело с температурой  $T$  излучает указанную в процентах долю суммарной энергии. При температуре  $T_S$  25 % излучаемой энергии приходится на интервал  $(0; \lambda_m T_S)$ , т.е.  $\lambda_S^* = \lambda_m \approx 0,5$  мкм, доле в 50 % соответствует значение  $\lambda_S^* \approx 0,711$  мкм, что близко к условной границе видимой части спектра, доле в 75 % —  $\lambda_S^* \approx 1,064$  мкм и 99 % —  $\lambda_S^* \approx 4,017$  мкм. Измерения за пределами земной атмосферы показывают, что 95 % суммарной энергии Солнце излучает в интервале длин волн от  $\lambda = 0,3$  мкм до  $\lambda = 3$  мкм [14].



**Рис. 1.** Распределение спектральной интенсивности излучения абсолютно черного тела

Максимум интенсивности излучения абсолютно черного тела при температуре  $T_0 = 20^\circ\text{C} = 293\text{ K}$  соответствует, согласно закону Вина, длине волны около  $10\text{ мкм}$ , т.е. доле суммарной излучаемой энергии в  $25\%$  отвечает значение  $\lambda^* \approx 10\text{ мкм}$ . Из графика на рис. 1 следует, что при доле в  $1\%$  от излучаемой суммарной энергии  $\lambda^* \approx 4,942\text{ мкм}$ ,  $50\%$  —  $\lambda^* \approx 14,02\text{ мкм}$ ,  $75\%$  —  $\lambda^* \approx 20,99\text{ мкм}$  и  $99\%$  —  $\lambda^* \approx 79,25\text{ мкм}$ . Таким образом, при наложении спектра излучения абсолютно черного тела при температурах, близких к значению  $T_0 = 293\text{ K}$ , на спектр излучения Солнца перекрытием этих спектров с энергетической точки зрения можно пренебречь. Частичное перекрытие этих спектров становится существенным лишь при температурах  $T > 1000\text{ K}$ , не характерных для поверхности рассматриваемой оболочки.

Отношение  $I_\lambda(\lambda, T)/I_{0\lambda}(\lambda, T) = \varepsilon_\lambda(\lambda, T) \leq 1$ , где  $I_\lambda(\lambda, T)$  — спектральная интенсивность излучения поверхности с температурой  $T$ , называют спектральным коэффициентом излучения (спектральной степенью черноты [13]) этой поверхности. Если для конкретного материала и состояния его поверхности зависимость  $\varepsilon_\lambda$  от  $\lambda$  и  $T$  известна, то можно вычислить интегральный коэффициент излучения  $\varepsilon$  (интегральную степень черноты) поверхности и интегральный коэффициент поглощения  $A_S$  этой поверхностью солнечного излучения за пределами земной атмосферы по формулам [16]

$$\varepsilon(T) = \frac{1}{\sigma_0 T^4} \int_0^\infty \varepsilon_\lambda(\lambda, T) I_\lambda(\lambda, T) d\lambda, \quad A_S(T) = \frac{1}{\sigma_0 T_S^4} \int_0^\infty \varepsilon_\lambda(\lambda, T) I_{0\lambda}(\lambda, T_S) d\lambda,$$

где  $\sigma_0 \approx 5,6693 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$  — постоянная Стефана — Больцмана. Из этих формул следует, что в силу установленного выше отсутствия с энергетической точки зрения перекрытия спектров излучения Солнца и абсолютно черного тела с температурой, характерной для поверхности рассматриваемой оболочки, на соотношение между значениями  $A_S$  и  $\varepsilon$  решающим образом влияет изменение величины  $\varepsilon_\lambda$  при переходе значений  $\lambda$  через промежуток, разделяющий области этих спектров с существенной долей от суммарной энергии излучения. В частном случае независимости спектрального коэффициента излучения от длины волны эти формулы приводят к равенству  $A_S(T) = \varepsilon(T)$ , поскольку в соответствии с законом Стефана — Больцмана [13, 15]

$$\int_0^\infty I_\lambda(\lambda, T) d\lambda = \sigma_0 T^4, \quad \int_0^\infty I_{0\lambda}(\lambda, T_S) d\lambda = \sigma_0 T_S^4.$$

Допущение об отсутствии зависимости  $\varepsilon_\lambda$  от  $\lambda$  лежит в основе модели так называемого серого тела. Следует отметить, что для пленки из политетрафторэтилена и полиимидной пленки с двусторонним покрытием тефлоном значения  $A_S$  и  $\varepsilon$  изменяются в достаточно широком диапазоне в силу наличия различных добавок к политетрафторэтилену в зависимости от области его применения [17, 18]. При некоторых сочетаниях этих добавок свойства внутренней и внешней поверхностей оболочки могут соответствовать модели серого тела.

## 2. Равновесная температура участка поверхности оболочки

Основной количественной характеристикой установившегося температурного состояния участка внешней поверхности оболочки, облучаемого Солнцем в условиях космического пространства, является равновесная температура, определяемая из уравнения баланса на этом участке всех действующих тепловых потоков [19, 20]. При падении солнечных лучей на плоский участок поверхности под углом  $\varphi$  по отношению к направлению нормали к этой поверхности плотность поглощаемого потока солнечного излучения составляет  $A_S q_S \cos \varphi$ , где  $q_S$  — плотность потока падающего солнечного излучения. Согласно закону Стефана — Больцмана, плотность потока собственного излучения рассматриваемого участка поверхности с температурой  $T$  равна  $\varepsilon \sigma_0 T^4$ . Если считать участок поверхности идеально теплоизолированным, т.е. не учитывать плотность  $q'$  теплового потока, передаваемого путем теплопроводности от внешней поверхности оболочки к ее внутренней поверхности, то из равенства  $A_S q_S \cos \varphi = \varepsilon \sigma_0 T^4$  следует формула для равновесной температуры рассматриваемого участка в виде

$$\bar{T} = \left( \frac{A_S q_S \cos \varphi}{\varepsilon \sigma_0} \right)^{1/4}.$$

Эта формула справедлива не только для плоских, но и для выпуклых участков поверхности, когда ни собственное излучение соседних участков, ни отраженное от них солнечное излучение не попадает на рассматриваемый участок поверхности.

На среднем расстоянии  $L_0 \approx 1,49 \cdot 10^{11}$  м Земли от Солнца плотность  $q_S$  потока солнечного излучения полагают равным солнечной постоянной  $S_0$  [14, 20]. Значение  $S_0$  (несмотря на принятое название этой величины) не является строго постоянным, так как интенсивность солнечного излучения зависит от текущего состояния поверхности Солнца и от положения Земли на ее орбите при движении вокруг Солнца, которая является эллиптической с эксцентриситетом, равным примерно 0,0167. По рекомендации Всемирного центра радиационного мониторинга (Давос, Швейцария) принимают среднее значение  $S_0 = 1368$  Вт/м<sup>2</sup>.

С изменением расстояния  $L$  от Солнца плотность потока солнечного излучения изменяется пропорционально квадрату отношения  $L_0/L$ . Поэтому даже при достаточно малом эксцентриситете орбиты Земли в перигелии (наиболее близкой к Солнцу точке орбиты) принимают  $q_S = 1414$  Вт/м<sup>2</sup>, а в афелии (наиболее удаленной от Солнца точке орбиты) — 1322 Вт/м<sup>2</sup> [14]. Многолетние наблюдения показали, что изменения солнечной активности слабо влияют на значение  $S_0$ , вызывая отклонения в пределах 0,1 %. В инженерных расчетах в случаях, когда увеличение  $q_S$  может ухудшить характеристики КА или повлиять на его работоспособность, обычно принимают завышенное значение  $q_S$  (например, 1420 Вт/м<sup>2</sup> [21] и 1400 Вт/м<sup>2</sup> [22]). Для последующих количественных оценок температурного состояния оболочки рассматриваемого аппарата примем значение  $q_S = 1420$  Вт/м<sup>2</sup>. Тогда формула для равновесной температуры идеально теплоизолированной поверхности примет вид

$$\bar{T} = (397,8 \text{ К}) \left( \frac{A_S}{\varepsilon} \cos \varphi \right)^{1/4}.$$

### 3. Математическая модель температурного состояния оболочки

Расчетную схему надувной конструкции ККА представим в виде тонкой сферической оболочки радиусом  $r_0$ , непрозрачной как для коротковолнового, так и длинноволнового излучений. Свойства внешней и внутренней поверхностей оболочки, определяющие ее взаимодействие с потоками излучения, примем не зависящими от положения точки на каждой из этих поверхностей. В силу малой толщины оболочки не будем учитывать перенос тепловой энергии вдоль оболочки путем теплопроводности.

Пусть в общем случае на внешнюю поверхность  $F'$  оболочки падают потоки излучения плотностью  $q_1(\chi, \gamma)$  и  $q_2(\chi, \gamma)$ , где  $\chi \in [0; \pi]$  и  $\gamma \in [0; 2\pi]$  — угловые координаты точки на сферической поверхности (рис. 2). Параметры с индексом «1» отнесем к коротковолновому (собственному и отраженному солнечному) излучению, а с индексом «2» — к длинноволновому (например, собственному излучению Земли). Уравнение баланса тепловых потоков для единичной площадки внешней поверхности оболочки в окрестности точки  $M' \in F'$  с угловыми координатами  $\chi$  и  $\gamma$  примет вид

$$A'_1 q_1(\chi, \gamma) + A'_2 q_2(\chi, \gamma) = \varepsilon' \sigma_0 T^4(\chi, \gamma) + q'(\chi, \gamma), \quad (1)$$

где  $A'_1$  и  $A'_2$  — коэффициенты поглощения поверхности оболочки по отношению к коротковолновому и длинноволновому излучениям соответственно;  $\varepsilon'$  — коэффициент излучения поверхности,  $T$  — температура поверхности оболочки в окрестности точки  $M'$ .

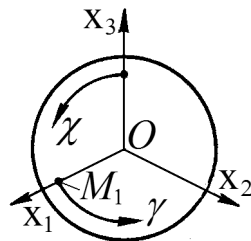


Рис. 2. Схема отсчета угловых координат на средней поверхности сферической оболочки

Внутренняя поверхность  $F$  оболочки является вогнутой и поэтому при составлении уравнения теплового баланса для любого ее участка необходимо учитывать эффект переизлучения со стороны соседних участков [13]. Все потоки излучения в полости оболочки являются длинноволновыми.

На площадку в окрестности точки  $M \in F$  на пересечении внутренней поверхности нормалью, проходящей через точку  $M' \in F'$ , от соседних участков падает поток излучения плотностью  $q_*$ . Этот поток частично поглощается и частично отражается (коэффициенты поглощения  $A_*$  и отражения  $R_*$  для непрозрачной оболочки в сумме составляют единицу). Тогда уравнение баланса тепловых потоков для единичной площадки внутренней поверхности оболочки в окрестности точки  $M \in F$ , угловые координаты  $\chi$  и  $\gamma$  которой совпадают с



координатами точки  $M' \in F'$ , примет вид

$$A_* q_*(\chi, \gamma) + q'(\chi, \gamma) = \varepsilon_* \sigma_0 T^4(\chi, \gamma), \quad (2)$$

где  $\varepsilon_*$  — коэффициент излучения внутренней поверхности оболочки, который в рамках модели серого тела равен коэффициенту поглощения  $A_*$  [13, 15]. Исключая из соотношений (1) и (2) величину  $q'$ , получаем уравнение баланса тепловых потоков

$$A'_1 q_1(\chi, \gamma) + A'_2 q_2(\chi, \gamma) + \varepsilon_* q_*(\chi, \gamma) = (\varepsilon' + \varepsilon_*) \sigma_0 T^4(\chi, \gamma) \quad (3)$$

для участка оболочки в окрестности точки  $M \in F$ .

Уравнение (3) содержит две неизвестные величины:  $q_*$  и  $T$ . Через них можно выразить новую неизвестную величину

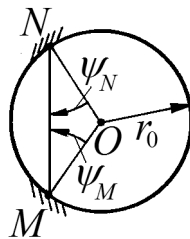
$$q^*(\chi, \gamma) = R_* q_*(\chi, \gamma) + \varepsilon_* \sigma_0 T^4(\chi, \gamma), \quad (4)$$

равную сумме потоков отраженного внутренней поверхностью и ее собственного излучения и называемую плотностью потока эффективного излучения [13]. Введение этой величины позволяет составить интегральное уравнение теплового баланса для всей внутренней поверхности оболочки. С этой целью наряду с точкой  $M \in F$  на внутренней поверхности  $F$  сферической оболочки выделим элементарную площадку  $dF(N)$  в окрестности произвольной точки  $N \in F$  (рис. 3). Эта площадка посылает на единичную площадку в окрестности точки  $M$  с угловыми координатами  $\chi$  и  $\gamma$  поток падающего излучения, который в соответствии с законом Ламберта, справедливого для диффузно-серых поверхностей [13], будет равен

$$dq_*(M) = q^*(N) \frac{\cos \psi_N \cdot \cos \psi_M}{\pi l_{NM}^2} dF(N),$$

где  $\psi_N$  и  $\psi_M$  — углы между отрезком длиной  $l_{NM}$ , соединяющем точки  $N$  и  $M$ , и нормальными в этих точках к внутренней поверхности оболочки. Отсюда для произвольной точки  $M \in F$  на замкнутой поверхности  $F$  с учетом равенства (4) получим интегральное уравнение Фредгольма второго рода

$$q^* M - R_* \int_F q^*(N) \frac{\cos \psi_N \cdot \cos \psi_M}{\pi l_{NM}^2} dF(N) = \varepsilon_* \sigma_0 T^4(M) \quad (5)$$



**Рис. 3.** Схема переноса излучения в полости сферической оболочки



относительно неизвестного распределения по поверхности  $F$  плотности потока эффективного излучения в зависимости от распределения температуры  $T(M)$ ,  $M \in F$ .

Особенность внутренней поверхности  $F$  сферической оболочки состоит в том, что при произвольном расположении точек  $M, N \in F$  справедливо равенство  $\cos \psi_N = \cos \psi_M = l_{NM}/(2r_0)$ . Это позволяет уравнение (5) представить в виде

$$q^*(M) = \frac{R_*}{4\pi r_0^2} \int_F q^*(N) dF(N) + \varepsilon_* \sigma_0 T^4(M), \quad M \in F. \quad (6)$$

Из сопоставления равенств (4) и (6) следует, что плотность потока падающего излучения одинакова для всех точек внутренней поверхности сферической оболочки и равна средней по этой поверхности плотности потока эффективного излучения, т.е.

$$q_*(M) = \frac{1}{4\pi r_0^2} \int_F q^*(N) dF(N) = \bar{q}_* = \text{const}, \quad M \in F. \quad (7)$$

В этом случае возможно получить точное решение интегрального уравнения.

Приняв во внимание равенство  $1 - R_* = A_* = \varepsilon_*$ , исключим из формул (3) и (4) плотность потока собственного излучения  $\varepsilon_* \sigma_0 T^4(M)$  и запишем

$$(\varepsilon_* + \varepsilon') q^*(M) - (\varepsilon_* + \varepsilon' R_*) \bar{q}_* = \varepsilon_* (A'_1 q_1(M) + A'_2 q_2(M)), \quad M \in F. \quad (8)$$

После интегрирования этого соотношения по поверхности  $F$ , учитывая формулу (7), находим

$$\varepsilon' \bar{q}_* = \frac{1}{4\pi r_0^2} \int_F (A'_1 q_1(M) + A'_2 q_2(M)) dF(M) = \bar{q}, \quad (9)$$

где  $\bar{q}$  — среднее по внешней поверхности оболочки значение плотности потока поглощенного излучения. Возвращаясь к соотношению (8), получаем

$$q^*(M) = \varepsilon_* \frac{A'_1 q_1(M) + A'_2 q_2(M)}{\varepsilon + \varepsilon'} + \frac{\varepsilon_* / \varepsilon' + R_*}{\varepsilon_* + \varepsilon'} \bar{q}.$$

Теперь, подставляя с учетом формулы (7) в равенство (4) полученные соотношения для  $q^*(M)$  и  $\bar{q}_*$ , приходим к расчетной зависимости

$$T(M) = \left( \frac{A'_1 q_1(M) + A'_2 q_2(M) + (\varepsilon_* / \varepsilon') \bar{q}}{(\varepsilon_* + \varepsilon') \sigma_0} \right)^{1/4} \quad (10)$$

для вычисления установившегося распределения температуры по поверхности оболочки.

#### 4. Установившееся температурное состояние оболочки

В качестве примера рассмотрим случай, когда температурное состояние оболочки зависит лишь от солнечного излучения ( $q_2 \equiv 0$ ). Примем оптические свойства внешней и внутренней поверхностей оболочки одинаковыми и соответствующими модели серого тела, т.е.  $A'_1 = \varepsilon' = \varepsilon_*$ .

Пусть оболочка неподвижна относительно Солнца и ось  $Ox_1$  отсчета угловой координаты  $\gamma$  (см. рис. 2) направлена на Солнце. В этом случае  $q_1(\chi, \gamma) = q_S \sin \chi \cdot \cos \gamma$  при  $\cos \gamma > 0$  и  $q_1(\chi, \gamma) \equiv 0$  при  $\cos \gamma \leq 0$ , что можно представить одним общим соотношением  $q_1(\chi, \gamma) = (q_S/2)(\cos \gamma + |\cos \gamma|) \sin \chi$ . Тогда из формулы (10) при принятом значении  $q_S = 1420 \text{ Вт/м}^2$  следует

$$T(\chi, \gamma) = (281,3 \text{ К}) \left( \frac{1}{2} + (\cos \gamma + |\cos \gamma|) \sin \chi \right)^{1/4}. \quad (11)$$

Наибольшая температура  $T_{\max} \approx 354 \text{ К}$  будет при  $\chi = \pi/2$  и  $\gamma = 0$  в точке  $M_1$  (см. рис. 2) пересечения координатной оси  $Ox_1$  со средней поверхностью оболочки, а на всей теневой стороне сферической оболочки температура  $T_{\min} \approx 236,5 \text{ К}$ . Наиболее неравномерным является распределение температуры по дуге окружности при  $\gamma \in [-\pi/2; \pi/2]$ , соответствующей углу  $\chi = \pi/2$ , которое совпадает с распределением не только по дуге окружности при  $\chi \in [0; \pi]$  и фиксированном значении  $\gamma = 0$ , но и вдоль любой дуги большого круга радиусом  $r_0$ , проходящей через точку  $M_1$ . На рис. 4 приведены зависимости температуры оболочки от угла  $\chi \in [0; \pi/2]$  для нескольких значений угла  $\gamma$ .

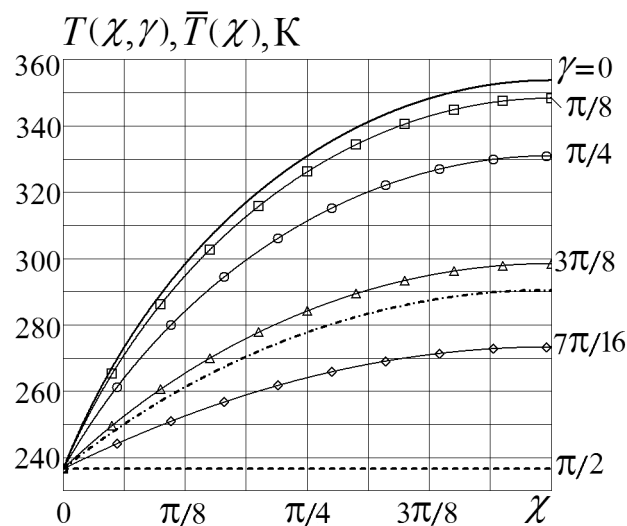


Рис. 4. Распределение температуры по поверхности невращающейся оболочки

## 5. Температурное состояние вращающейся оболочки

При вращении оболочки относительно оси  $Ox_3$  (см. рис. 2), перпендикулярной направлению на Солнце, угловая координата  $\gamma$  каждой точки  $M' \in F'$  на внешней поверхности оболочки периодически изменяется в промежутке  $[0; 2\pi)$ . При этом происходит выравнивание распределения температуры вдоль каждой окружности при фиксированном значении угла  $\chi$ . По мере увеличения угловой скорости  $\omega$  вращения оболочки температура на каждой такой окружности стремится к значению  $\bar{T}(\chi)$ , определяемому средним значением величины  $q_1(\chi, \gamma)$  при изменении угла  $\gamma$  за полный оборот оболочки вокруг оси  $Ox_3$ . В соответствии

с формулой (11) получим

$$\bar{T}(\chi) = (281,3 \text{ К}) \left( \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \sin \chi \right)^{1/4}. \quad (12)$$

Отсюда, например, для температуры на «экваторе» очень быстро вращающейся оболочки при  $\chi = \pi/2$  найдем  $\bar{T}(\pi/2) \approx 290,4 \text{ К}$ . График зависимости  $\bar{T}(\chi)$  от угла  $\chi$ , построенный по формуле (12), представлен на рис. 4 штрихпунктирной линией.

В случае сравнительно медленного вращения оболочки распределение температуры по ее поверхности будет определять нелинейное обыкновенное дифференциальное уравнение первого порядка

$$c \frac{dT(\chi, \gamma, t)}{dt} = A'_1 q_1(M) + A'_2 q_2(M) + \frac{\varepsilon_*}{\varepsilon'} \bar{q} - (\varepsilon_* + \varepsilon') \sigma_0 T^4(\chi, \gamma, t), \quad (13)$$

где  $c$  — теплоемкость оболочки, приходящаяся на единицу площади ее поверхности, а  $t$  — время. Это уравнение следует из уравнения (3) баланса тепловых потоков, если в последнем учесть затраты тепловой энергии на изменение температуры во времени и выразить в соответствии с формулой (9) плотность потока падающего на внутреннюю поверхность оболочки излучения через среднее по ее внешней поверхности значение  $\bar{q}$  плотности потока поглощенного излучения.

Полную производную по времени в уравнении (13) можно представить суммой локальной и переносной производных, т.е.

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + \omega \frac{\partial T}{\partial \gamma}.$$

В случае длительного и сравнительно медленного вращения оболочки с постоянным значением  $\omega$  при неизменных условиях солнечного облучения с точки зрения внешнего наблюдателя ее температурное состояние перестанет изменяться во времени, т.е.  $\frac{\partial T}{\partial t} \rightarrow 0$  и возникнет так называемое квазистационарное распределение  $T_\omega(\chi, \gamma)$  температуры, удовлетворяющее дифференциальному уравнению

$$c\omega \frac{dT_\omega(\chi, \gamma)}{d\gamma} = A'_1 q_1(M) + A'_2 q_2(M) + \frac{\varepsilon_*}{\varepsilon'} \bar{q} - (\varepsilon_* + \varepsilon') \sigma_0 T^4(\chi, \gamma).$$

Это уравнение с учетом формулы (10) можно привести к виду [19]

$$\frac{dT_\omega(\chi, \gamma)}{d\gamma} = \frac{\varepsilon_* + \varepsilon'}{c\omega} \sigma_0 (T^4(\chi, \gamma) - T_\omega^4(\chi, \gamma)). \quad (14)$$

Искомое квазистационарное распределение  $T_\omega(\chi, \gamma)$  температуры является периодической функцией угла  $\gamma$  с периодом  $2\pi$ . Поэтому краевое условие для уравнения (14) будет определять равенство  $T_\omega(\chi, \gamma) = T_\omega(\chi, \gamma + 2\pi) = \dots$ . Результаты численного решения уравнения (14) при  $\chi = \pi/2$  для нескольких значений параметра  $\beta = (\varepsilon_* + \varepsilon') \sigma_0 / (c\omega)$  приведены на рис. 5 (сплошная кривая без символов соответствует значению  $\beta = 10^{-7} \text{ К}^{-3}$ , кривая с кружками —  $\beta = 10^{-8} \text{ К}^{-3}$ , а кривая с квадратами —  $\beta = 10^{-9} \text{ К}^{-3}$ ). Там же

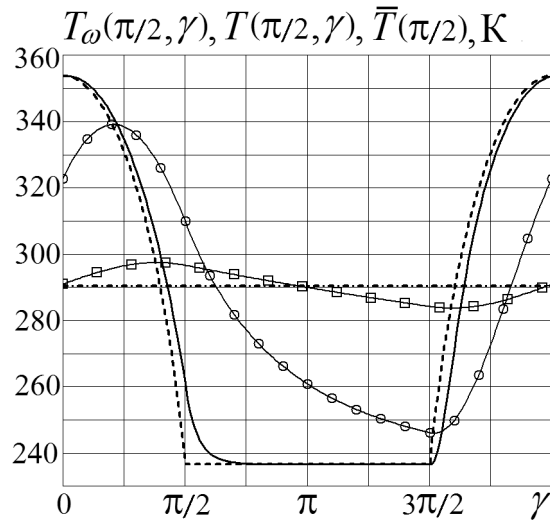


Рис. 5. Распределение температуры по поверхности вращающейся оболочки

штриховой линией представлено для сравнения распределение температуры  $T(\pi/2, \gamma)$  в случае невращающейся оболочки, а штрихпунктирной линией отмечен уровень температуры  $\bar{T}(\pi/2) \approx 290,4$  К, соответствующий предельно быстрому вращению оболочки. Из рисунка следует, что при  $\beta > 10^{-7} \text{ К}^{-3}$  вращение оболочки практически не влияет на распределение температуры, тогда как расчеты, проведенные при  $\beta = 10^{-10} \text{ К}^{-3}$ , показывают, что  $|T_\omega(\pi/2, \gamma) - \bar{T}(\pi/2)| < 1$  К, т.е. происходит практически полное выравнивание распределения температуры вдоль дуги окружности при  $\chi = \pi/2$ .

## 6. Отклонение формы оболочки от сферической

При неизменной по толщине температуре и нагружении внутренним давлением  $p$  сферическую оболочку допустимо считать безмоментной. Рассмотренные выше варианты температурного состояния оболочки являются осесимметричными относительно координатной оси  $Ox_1$  (см. рис. 2), совпадающей с направлением на Солнце. Тогда меридиональное сечение оболочки будет образовано любой плоскостью, содержащей эту ось, а меридиональное напряжение  $\sigma_1$  будет направлено по касательной к контуру оболочки в этом сечении. Направление окружного напряжения  $\sigma_2$  будет совпадать с касательной к контуру оболочки в ее поперечном сечении, перпендикулярном оси  $Ox_1$ . Для сферической оболочки толщиной  $h$  и радиусом  $r_0$  средней поверхности

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \frac{pr_0}{2h}. \quad (15)$$

Проведем оценку отклонения формы оболочки от сферической, приняв в первом приближении напряжения  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  не зависящими от этих отклонений и определяемыми формулой (15). Тогда в предположении линейной упругости изотропного материала оболочки, согласно обобщенному закону Гука [23], для равных между собой деформаций  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  соответственно

в меридиональном и окружном направлениях с учетом формулы (15) запишем

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = pr_0 \frac{1 - \nu}{2Eh} + \alpha \Delta T, \quad (16)$$

где  $\nu$ ,  $E$  и  $\alpha$  — соответственно коэффициент Пуассона, продольный модуль упругости (модуль Юнга) и температурный коэффициент линейного расширения материала оболочки,  $\Delta T = T - T_0$  — приращение температуры  $T$  оболочки по сравнению с однородной по ее поверхности температурой  $T_0$ , при которой радиус ее средней поверхности был равен  $r_0$ .

Если ввести перемещения  $u$  и  $w$  точек средней поверхности оболочки соответственно в направлениях нормали и касательной к ее контуру в меридиональном сечении, то в линейном приближении будут справедливы соотношения [23]

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{r_0} \left( w - \frac{du}{d\chi} \right), \quad \varepsilon_2 = \frac{w + u \operatorname{tg} \chi}{r_0} = \frac{u_r}{r}, \quad (17)$$

где  $u_r$  — перемещение в радиальном направлении в плоскости поперечного сечения оболочки, а  $r = r_0 \cos \chi$  — радиус контура средней поверхности в этом сечении. Из равенства (16) и второго соотношения (17) следует

$$u_r = \left( pr_0 \frac{1 - \nu}{2Eh} + \alpha \Delta T \right) r_0 \cos \chi. \quad (18)$$

Соотношения (16) и (17) позволяют записать равенство  $\frac{du}{d\chi} = -u \operatorname{tg} \chi$ , которому удовлетворяет функция  $u = C \cos \chi$ , где  $C = \text{const}$ . Тогда из равенства (16) и первого соотношения (17) находим

$$w = pr_0^2 \frac{1 - \nu}{2Eh} + \alpha r_0 \Delta T - C \sin \chi.$$

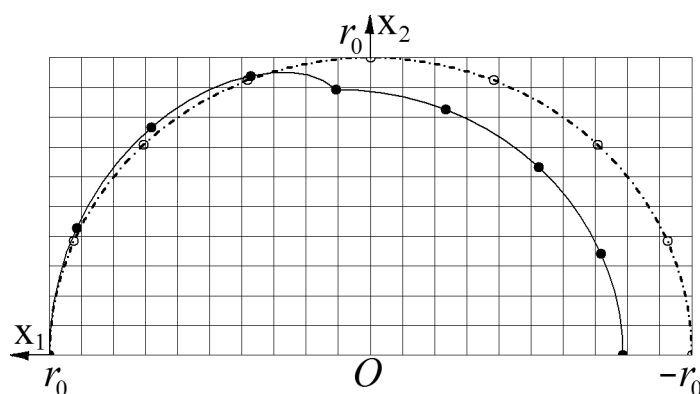
Перемещение в направлении оси  $Ox_1$  равно [23]  $u_1 = u \cos \chi - w \sin \chi$ , что с учетом формул для перемещений  $u$  и  $w$  дает

$$u_1 = C - \left( pr_0 \frac{1 - \nu}{Eh} + \alpha \Delta T \right) r_0 \sin \chi.$$

Если за нуль отсчета перемещения  $u_1$  принять точку  $M_1$  (см. рис. 2) на оси  $Ox_1$  с координатой  $x_1 = r_0$ , соответствующую значению  $\chi = \pi/2$ , то получим  $C = pr_0^2(1 - \nu)/(2Eh) + \alpha r_0 \Delta T$  и

$$u_1 = \left( pr_0 \frac{1 - \nu}{Eh} + \alpha \Delta T \right) r_0 (1 - \sin \chi). \quad (19)$$

Из формул (18) и (19) следует, что наличие внутреннего давления не искажает форму сферической оболочки, а лишь приводит к одинаковому во всех точках средней поверхности приращению  $\Delta r_0 = pr_0^2(1 - \nu)/(2Eh)$  ее радиуса  $r_0$ . Отклонение формы оболочки от сферической непосредственно связано с неравномерностью распределения температуры по ее поверхности. В случае невращающейся оболочки эта неравномерность возникает только на освещенной части ее поверхности. На рис. 6 в увеличенном масштабе сплошной



**Рис. 6.** Отклонение формы контура средней поверхности невращающейся оболочки

кривой для такой оболочки представлено вызванное только влиянием этой неравномерности отклонение контура меридионального сечения средней поверхности от дуги окружности (штрихпунктирная линия со светлыми кружками), соответствующей контуру средней поверхности оболочки в ее меридиональном сечении при выбранной фиксированной температуре  $T_0 = \bar{T}(\pi/2) \approx 290,4$  К. Расположение темных кружков на сплошной кривой по отношению к соответствующим светлым кружкам позволяет сравнить степень локальных искажений контура средней поверхности. В затененной части оболочки температура  $T_{\min} \approx 236,5$  К = const и поэтому средняя поверхность сохраняет полусферическую форму, но меньшего радиуса, поскольку  $T_{\min} < T_0$ .

### Заключение

Количественный анализ математической модели, построенной для описания температурного состояния надувной сферической оболочки космического калибровочно-юстировочного аппарата, позволил выявить степень неравномерности распределения температуры по поверхности оболочки, неподвижной относительно направления на Солнце и вращающейся с постоянной угловой скоростью относительно оси, перпендикулярной этому направлению. По результатам расчета температурного состояния невращающейся оболочки проведена оценка отклонения ее формы от идеальной сферической.

Работа выполнена в рамках проекта 1712 в сфере научной деятельности в части государственного задания № 2014/104 Минобрнауки РФ, а также в рамках государственного задания по проекту № 1.2640.2014.

### Список литературы

1. Малые космические аппараты информационного обеспечения / Под ред. В.Ф. Фатеева. М.: Радиотехника, 2010. 320 с.

2. Машенко А.Н., Паппо-Корыстин В.Н., Пашенко В.А., Васильев В.Г. Ракеты и космические аппараты конструкторского бюро «Южное» / Под общ. ред. С.Н. Конюхова. Днепропетровск: ГКБ «Южное» им. М.К. Янгеля, 2000. 240 с.
3. Тарасенко М.В. Военные аспекты советской космонавтики. М.: Агентство Российской печати, ТОО «Николь», 1992. 164 с.
4. Зарубин В.С., Кувыркин Г.Н. Математическое моделирование термомеханических процессов при интенсивном тепловом воздействии // Теплофизика высоких температур. 2003. Т. 41, № 2. С. 300–309.
5. Зарубин В.С. Температурное состояние тонкой сферической оболочки // Прикладная механика и техническая физика. 1963. № 6. С. 169–171.
6. Зимин В.Н. К вопросу моделирования и расчета динамики раскрытия трансформируемых космических конструкций // Оборонная техника. 2006. № 1. С. 123–127.
7. Бюллер К.-У. Тепло- и термостойкие полимеры: Пер. с нем. М.: Химия, 1984. 1056 с.
8. Newchemistry.ru. Новые химические технологии: Аналитический портал химической промышленности. Режим доступа: <http://www.newchemistry.ru/production.php?cat-id=52&cat-parent=7&level=3> (дата обращения 20.01.2016).
9. Справочник по композиционным материалам / Под ред. Дж. Любина: Пер. с англ. В 2-х т. Т. 1. М.: Машиностроение, 1988. 448 с.
10. Композиционные материалы: Справочник / Под общ. ред. В.В. Васильева, Ю.М. Тарнопольского. М.: Машиностроение, 1990. 512 с.
11. Обзор базовых свойств и сфер применения политетрафторэтилена (PTFE) // Полимерные полуфабрикаты для инженерных решений: сайт. Режим доступа: <http://www.engplast.ru/entry.php?198&id=2> (дата обращения 20.01.2016).
12. Физические величины: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
13. Зигель Р., Хауэлл Дж. Теплообмен излучением: пер. с англ. М.: Мир, 1975. 934 с.
14. Spacecraft thermal control handbook. Ed. D.G. Gilmore. Vol.1. Fundamental Technologies. El Segundo, California: Aerospace Press, 2002. 836 p.
15. Теория теплообмена / Под ред. А.И. Леонтьева. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1997. 683 с.
16. Зарубин В.С., Кувыркин Г.Н., Савельева И.Ю. Локальное распределение температуры на поверхности космического аппарата при неравномерном солнечном облучении // Аэрокосмический научный журнал. МГТУ им. Н.Э.Баумана. Электрон. журн. 2015. № 5. С. 49–63. DOI: [10.7463/aersp.0515.0820883](https://doi.org/10.7463/aersp.0515.0820883)



17. Оптические свойства инженерных пластиков // Полимерные полуфабрикаты для инженерных решений: сайт. Режим доступа: <http://www.engplast.ru/entry.php?114&id=2> (дата обращения 20.01.2016).
18. Специальные виды политетрафторэтилена (PTFE) // Полимерные полуфабрикаты для инженерных решений: сайт. Режим доступа: <http://www.engplast.ru/entry.php?145&id=2> (дата обращения 20.01.2016).
19. Зарубин В.С. Температурные поля в конструкции летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1966. 216 с.
20. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике / Под ред. В.К. Кошкина. М.: Машиностроение, 1975. 624 с.
21. Комарова М.А. Температурные условия на корпусе узлового модуля на этапе автономного полета к международной космической станции // Известия РАН. Энергетика. 2012. № 2. С. 23–30.
22. Гукало А.А., Грибков А.С. Оптимизация температуры плоского и крестообразного холодильника-излучателя космической ядерной энергетической установки с учетом внешнего теплового излучения // Известия РАН. Энергетика. 2012. № 2. С. 103–110.
23. Балабух Л.И., Колесников К.С., Зарубин В.С., Алфутов Н.А., Усюкин В.И., Чижов В.Ф. Основы строительной механики ракет. М.: Высшая школа, 1969. 496 с.

## Temperature Condition and Spherical Shell Shape Variation of Space Gauge-Alignment Spacecraft

Zarubin V.S.<sup>1,\*</sup>, Zimin V.N.<sup>1</sup>, Kuvyrkin G.N.<sup>1</sup>

\*[zarubin@bmstu.ru](mailto:zarubin@bmstu.ru)

<sup>1</sup>Bauman Moscow State Technical University, Russia

---

**Keywords:** space vehicle, spherical shell, quasi-stationary temperature distribution

---

A high precision spherical shell is one of the geometrical shape embodiments of a gauge-alignment spacecraft to determine and control a radar channel energy potential of the ground-based complex for the traffic control of space objects. Passive relays of signals and some types of small-sized instrumentation standard reflectors used for radar gauge and alignment have the same shape. Orbits of the considered spacecraft can be either circular with a height of about 1000 km, including those close to the polar, or elliptical with an apogee of up to 2200 km.

In case there is no thermal control system in spacecrafts of these types the solar radiation is a major factor to define the thermal state of a spherical shell in the illuminated orbit area. With the shell in fixed position with respect to direction towards the Sun an arising uneven temperature distribution over its surface leads to variation of the spherically ideal shell shape, which may affect the functional characteristics of the spacecraft. The shell rotation about an axis perpendicular to the direction towards the Sun may reduce an unevenness degree of the temperature distribution.

The uneven temperature distribution over the spherical shell surface in conditions of the low-Earth space and this unevenness impact on the shell shape variation against its spherical shape can be quantitatively estimated by the appropriate methods of mathematical modeling using modification of a previously developed mathematical model to describe steady temperature state of such shell on the low-Earth orbit. The paper considers the shell made from a polymeric composite material. Its original spherical shape is defined by rather low internal pressure. It is assumed that equipment in the shell, if any, is quite small-sized. This allows us to ignore its impact on the radiative transfer in the shell cavity. Along with defining the steady temperature distribution over the shell surface at its fixed orientation with respect to direction towards the Sun is obtained a quasi-stationary temperature state of the shell when it rotates about an axis perpendicular to this direction at constant angular velocity. For calculated temperature distribution over the surface of nonrotating shell there is an estimate of variation of its shape against the spherical one.

## References

1. Fateev V.F., ed. *Malye kosmicheskie apparaty informatsionnogo obespecheniia* [Small spacecraft of the information support]. Moscow, Radiotekhnika Publ., 2010. 320 p. (In Russian).
2. Mashchenko A.N., Pappo-Korystin V.N., Pashchenko V.A., Vasiliev V.G. *Rakety i kosmicheskie apparaty konstruktorskogo byuro "Yuzhnoe"* [Rockets and spacecraft design office "South"]. Ed. by S.N. Konyukhov. Dnepropetrovsk, GKB "Yuzhnoye" im. M.K. Yangelya, 2000. 240 p. (In Russian).
3. Tarasenko M.V. *Voennye aspekty sovetskoj kosmonavtiki* [Military aspects of Soviet cosmonautics]. Moscow, Russian press agency, TOO "Nicole", 1992. 164 p. (In Russian).
4. Zarubin V.S, Kuvyrkin G.N. Mathematical modeling of thermomechanical processes under intense heat exposure. *Teplofizika vysokikh temperatur = High Temperature*, 2003, vol. 41, no. 2, pp. 300–309. (In Russian).
5. Zarubin V.S. Thermal state of the fine spherical shell. *Prikladnaia mekhanika i tekhnicheskaja fizika = Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 1963, no. 6, pp. 169–171. (In Russian).
6. Zimin V.N. On the issue of modeling and calculation of dynamics disclosure transformable space structures. *Oboronnaia tekhnika = Defense equipment*, 2006, no. 1, pp. 123–127. (In Russian).
7. Buller K.-U. *Heat and heat-resistant polymers*. (Russ. Ed. Buller K.-U. *Teplo- i termostoikiie polimery*. Moscow. Khimiia Publ., 1984. 1056 p.)
8. Newchemistry.ru. New chemical technology: website. Available at: <http://www.newchemistry.ru/production.php?cat-id=52&cat-parent=7&level=3>, accessed 20.01.2016. (In Russian).
9. Lubin G., ed. *Handbook of composites*. Van Nostrand Reinold Company, New York, 1982. (Russ. ed.: Lubin G., ed. *Spravochnik po kompozitsionnym materialam: V 2 kn. Kn. 2*. Moscow, Mashinostroenie Publ., 1988. 580 p.)
10. Vasil'ev V.V., Protasov V.D., Bolotin V.V., et al. *Kompozitsionnye materialy: Spravochnik* [Composite materials: Handbook]. Moscow, Mashinostroenie Publ., 1990. 512 p. (In Russian).
11. Review of basic properties and applications of polytetrafluoroethylene (PTFE). *Semi-finished products for engineering solutions*: website. Available at: <http://www.engplast.ru/entry.php?198&id=2>, accessed 20.01.2016. (In Russian).
12. Grigoriev I.S., Meilikhov E.Z., eds. *Fizicheskie velichiny: Spravochnik* [Physical quantities: Handbook]. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1991. 1232 p. (In Russian).

13. Siegel R., Howell J.R. *Thermal Radiation Heat Transfer*. New York, Taylor and Francis, 2002. 868 p. (Russ. ed.: Siegel R., Howell J.R. *Teploobmen izlucheniem*. Moscow, Mir Publ., 1975. 936 p.).
14. Gilmor D.G., ed. *Spacecraft thermal control handbook. Vol. 1. Fundamental Technologies*. El Segundo, California, Aerospace Press, 2002. 836 p.
15. Leont'ev A.I., ed. *Teoriia teplomassoobmena* [Theory of heat and mass transfer]. Moscow, Bauman MSTU Publ., 1997. 684 p. (in Russian).
16. Zarubin V.S., Kuvyrkin G.N., Savelyeva I.Yu. Local temperature distribution on the spacecraft surface under uneven solar radiation. *Aerokosmicheskii nauchnyi zhurnal. MGTU im. N.E.Baumana = Aerospace Scientific Journal of the Bauman MSTU*, 2015, no. 5, pp. 49–63. DOI: [10.7463/aersp.0515.0820883](https://doi.org/10.7463/aersp.0515.0820883) (in Russian).
17. Optical properties of engineering plastics. *Semi-finished products for engineering solutions*: website. Available at: <http://www.engplast.ru/entry.php?114&id=2>, accessed 20.01.2016. (in Russian).
18. Special types of polytetrafluoroethylene (PTFE). *Semi-finished products for engineering solutions*: website. Available at: <http://www.engplast.ru/entry.php?145&id=2>, accessed 20.01.2016. (in Russian).
19. Zarubin V.S. *Temperaturnye polia v konstruktsii letatel'nykh apparatov* [The temperature field in the construction of aircraft]. Moscow, Mashinostroenie Publ., 1966. 216 p. (in Russian).
20. Koshkin V.K., ed. *Osnovy teploperedachi v aviatsionnoi i raketno-kosmicheskoi tekhnike* [Bases of heat transfer at aircraft and rocket-cosmic technology]. Moscow, Mashinostroenie Publ., 1975. 624 p. (in Russian).
21. Komarova M.A. Temperature conditions on body of the node module in step of autonomous flight to international space station. *Izvestiia RAN. Energetika = Proceedings of Russian academy of sciences. Power Engineering*, 2012, no. 2, pp. 23–30. (in Russian).
22. Gukalo A.A., Gribkov A.S. Optimization of the temperature of flat and cruciform refrigerator-radiator of space nucleus energetic installation with regard for external heat radiation. *Izvestiia RAN. Energetika = Proceedings of Russian academy of sciences. Power Engineering*, 2012, no. 2, pp. 103–110. (in Russian).
23. Balabukh L.I., Kolesnikov K.S., Zarubin V.S., Alfutov N.A., Usyukin V.I., Chizhov V.F. *Osnovy stroitel'noi mekhaniki raket* [The bases of building mechanics of rockets]. Moscow, Vysshaya shkola Publ., 1969. 496 p. (in Russian).