

Тепловые процессы в технике. 2024. Т. 16. № 2. С. 79–85
Thermal processes in engineering, 2024, vol. 16, no. 2, pp. 79–85

Научная статья
УДК 536.33

Анализ влияния взаимодействия неоднородных электромагнитных волн на теплоперенос в экранно-вакуумной теплоизоляции

В.П. Зинкевич¹, А.В. Ненарокомов¹✉

¹Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия
✉nenarokomovav@mai.ru

Аннотация. Экранно-вакуумная теплоизоляция широко применяется для обеспечения теплового режима космических аппаратов. Однако ее особенности затрудняют прогнозирование тепловых характеристик на этапе проектирования, что требует большого объема тепловых испытаний готового изделия для подтверждения работоспособности системы. Одной из таких особенностей является неоднородность плотности укладки экранов в пакете теплоизоляции, которая возникает из-за несовершенства технологии изготовления и геометрических параметров конструкции. В работе представлен подход по разработке усовершенствованной математической модели, описывающей реальную, а не идеальную, экранно-вакуумную теплоизоляцию. В такой модели может быть учтено влияние теплообмена в ближнем поле на величину теплового потока между экранами теплоизоляции.

Ключевые слова: экранно-вакуумная теплоизоляция, тепловой поток, неоднородные волны, теплообмен в ближнем поле, радиационный теплообмен

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках проекта по базовой части государственного задания (проект FSFF-2023-0007).

Для цитирования. Зинкевич В.П., Ненарокомов А.В. Анализ влияния взаимодействия неоднородных электромагнитных волн на теплоперенос в экранно-вакуумной теплоизоляции // Тепловые процессы в технике. 2024. Т. 16. № 2. С. 79–85. URL: <https://tptmai.ru/publications.php?ID=179327>

Original article

Analysis of the influence of the non-propagating electromagnetic waves interaction on heat transfer in multilayer insulation

V.P. Zinkevich¹, A.V. Nenarokomov¹✉¹Moscow Aviation Institute (National Research University), Moscow, Russia

✉nenarokomovav@mai.ru

Abstract. Multilayer insulation (MLI) is widely used in a thermal control systems of a spacecraft because of its low thermal conductivity and mass. However a MLI blanket is not a rigid structure and its characteristic properties make thermal performance prediction difficult. Therefore an extensive thermal testing of the spacecraft is required to confirm the system efficiency, what causes increasing of a cost and a production time. One of these characteristic properties is a layer density variation in MLI blankets. This variation is a result of geometry of structure and imperfection processing. In this article a formulation of an improved MLI mathematical model is considered. This model is supposed to describe not theoretic but real multilayer insulation and take into account the influence of near-field radiative heat transfer on a heat flux between insulation layers. This type of heat transfer takes place in distances between bodies less than a characteristic wavelength of radiation and is a result of non-propagating electromagnetic waves interaction. It can be a cause of heat flux magnitude enhancement when a vacuum gap between layers decreases but current models do not take into account this changing of the radiative heat transfer nature. The new model consists of near-field radiative component dependent on vacuum gap width. The application of the presented model will allow analysing the heat flux between layers depending on a compressed multilayer insulation area size with better accuracy before thermal testing.

Keywords: multilayer insulation, heat flux, non-propagating waves, near-field heat transfer, radiative heat transfer

Funding. The research was supported out with the financial support of the Ministry of Higher Education and Science of Russian Federation (project FSFF-2023-0007 of part of state assignments).

For citation. Zinkevich V.P., Nenarokomov A.V. Analysis of the influence of the non-propagating electromagnetic waves interaction on heat transfer in multilayer insulation. *Thermal processes in engineering*, 2024, vol. 16, no. 2, pp. 79–85. URL: <https://tptmai.ru/publications.php?ID=179327>

Введение

Изолирование конструкции космического аппарата от внешних тепловых воздействий является одним из способов обеспечения теплового режима изделия. Для этой цели применяется экранно-вакуумная теплоизоляция (ЭВТИ). ЭВТИ представляет собой набор экранов, образующих маты (пакеты) необходимых форм и размеров и укладываемых на внешние поверхности элементов конструкции [1]. Однако для определения некоторых параметров ЭВТИ необходимо проведение тепловакуумных испы-

таний с последующей обработкой экспериментальных данных с использованием методологии обратных задач теплопереноса [2]. Одним из таких параметров является эффективная теплопроводность ЭВТИ. Эта характеристика сильно зависит от плотности укладки отражающих экранов в пакете теплоизоляции [3, 4]. Поскольку плотность укладки ЭВТИ на реальном изделии не является однородной, возрастает сложность анализа тепловых процессов в системе и требуется разработка математической модели, которая описывает реальную ЭВТИ и учитывает ее особенности.

1. Материалы и методы

1.1. Проблематика. Пакет ЭВТИ не является жесткой конструкцией и его толщина непостоянна. На толщину пакета сильное влияние оказывают особенности закрываемой конструкции, технология изготовления и геометрические параметры пакета. В местах обжатия ЭВТИ ее теплоизоляционные характеристики существенно снижаются и возрастают тепловые потери [5, 6], поэтому локальные характеристики пакета теплоизоляции будут также варьироваться вдоль пространственных осей координат. Одним из примеров ухудшения изоляционных свойств ЭВТИ является изменение тепловых потерь в области швов, возникающих при изготовлении и установке пакета. Данные, полученные в работе [6], приведены на рис. 1.

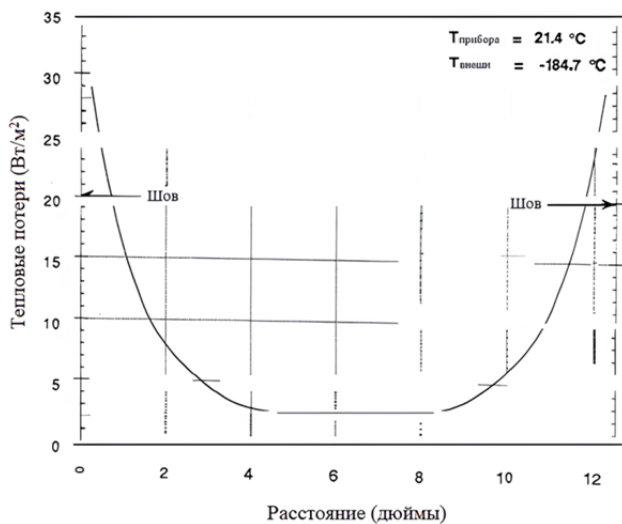


Рис. 1. График величины тепловых потерь в зависимости от расстояния от шва [6]

Одним из вариантов решения проблемы может стать построение математической модели теплопереноса в ЭВТИ с учетом теплового потока в ближнем поле, который не рассматривается в имеющихся на данный момент математических моделях [7]. С помощью этой модели появится возможность оценить тепловые характеристики пакета ЭВТИ в зависимости от площади обжатия.

1.2. Тепловой поток через ЭВТИ. Суммарный тепловой поток между элементами ЭВТИ представляет собой сумму конвективного, кондуктивного и радиационного тепловых потоков:

$$q = q_{\text{конв}} + q_{\text{конд}} + q_{\text{рад}}$$

Поскольку ЭВТИ работает в условиях космического вакуума, конвективную составляющую, как правило, полагают пренебрежимо малой [8]. Тогда теплопередача между соседними экранами теплоизоляции будет осуществляться только за счет теплопроводности и излучения.

В современной практике увеличение теплового потока через ЭВТИ предполагается только за счет увеличения кондуктивной компоненты [5, 9], что справедливо только при наличии физического контакта между экранами и прокладками. При этом не рассматривается, что при отсутствии непосредственного контакта между экранами тепловой поток может также возрастать. В этом случае возрастание теплового потока в ЭВТИ при увеличении плотности укладки экранов, а следовательно, при уменьшении вакуумного зазора между ними может происходить за счет взаимодействия неоднородных (нераспространяющихся) электромагнитных волн вблизи поверхности тел [10]. Поэтому в реальности между телами на расстояниях порядка микро- и нанометров возрастает радиационная, а не кондуктивная компонента теплового потока:

$$q_{\text{рад}} = q_{\text{б.в.}} + q_{\text{н.в.}}$$

где $q_{\text{б.в.}}$ – величина теплового потока за счет бегущих волн (по классическому закону Стефана – Больцмана); $q_{\text{н.в.}}$ – величина теплового потока от неоднородных волн (тепловой поток в ближнем поле).

1.3. Оценка характера теплообмена между экранами ЭВТИ с учетом теплового потока в ближнем поле. Для определения величины теплового потока между экранами ЭВТИ систему экранов теплоизоляции можно рассмотреть как набор плоскопараллельных пластин, разделенных вакуумным зазором шириной δ , схема приведена на рис. 2.

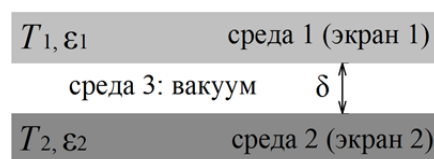


Рис. 2. Две параллельные пластины в вакууме, разделенные зазором шириной δ

Величина теплового потока в ближнем поле между двумя пластинами (экранами), разделенными вакуумным зазором, определяется шириной этого зазора δ и рассчитывается суммированием энергий дальнего и ближнего поля по s - и p -поляризованным волнам [10, 11]. Выражение для определения потока энергии в ближнем поле между двумя телами, разделенными вакуумной щелью шириной δ , в общем случае имеет вид:

$$q_{н.в.} = \sum_{i=p,s} \int_0^{\infty} 4 [\theta_1(\omega) - \theta_2(\omega)] d\omega \int_{k>\omega/c} e^{-2|\gamma|\delta} \times \times \frac{\text{Im} R_{1i}(\mathbf{k}, \omega) \text{Im} R_{2i}(\mathbf{k}, \omega)}{\left| 1 - e^{-2|\gamma|\delta} R_{1i}(\mathbf{k}, \omega) R_{2i}(\mathbf{k}, \omega) \right|^2} \frac{d^2k}{(2\pi)^2}, \quad (1)$$

где $\theta_j(\omega, T) = \frac{\hbar\omega}{e^{k_B T_j} - 1}$ – средняя энергия

осциллятора Планка при температуре T . ω – частота электромагнитных волн; $c = 2,998 \times 10^8$ м/с – скорость света в вакууме; k – параллельная компонента волнового вектора; $k_B = 1,38 \times 10^{-23}$ Дж \times К $^{-1}$ – константа Больцмана; $\hbar = 1,054 \times 10^{-34}$ Дж \times с – приведенная постоянная Планка; \mathbf{k} – волновой вектор. $\gamma = \sqrt{(\omega/c)^2 - k^2}$ – перпендикулярная компонента волнового вектора вне тела. R_{1i}, R_{2i} – амплитуды отражения для s - и p -поляризованных волн на поверхностях 1 и 2 [10, 11].

Точное вычисление теплового потока из выражения (1) является слишком громоздким. Однако общая теория применима к конкретным материалам, что упрощает вычисления для оценки характера теплового потока [12]. Экраны ЭВТИ изготавливают, как правило, из полимерных пленок, покрытых алюминием, который является отражателем, поглотителем и излучателем тепловой энергии. Диэлектрическая функция для металлов может быть записана как:

$$\varepsilon = 1 + \frac{4\pi i \sigma}{\omega},$$

где σ – проводимость (может рассматриваться постоянной в средней и дальней областях инфракрасного спектра), i – мнимая единица [10, 12]. Проводимость определяется по формуле:

$$\sigma = \frac{\omega_p^2 \tau}{4\pi},$$

$$\tau = \frac{l}{V_F},$$

где ω_p – плазменная частота (для алюминия $\omega_p = 3,82 \times 10^{15}$ с $^{-1}$), τ – время свободного пробега электронов, l – длина свободного пробега электронов, V_F – скорость Ферми [13].

Если задать систему координат, где оси Ox и Oy лежат в плоскости пластины 1, а ось Oz перпендикулярна ей, то тепловой поток энергии между пластинами будет равен модулю компоненты вектора Пойнтинга вдоль оси Oz .

Когда $k_B T / (4\pi \hbar \sigma) \ll 1$ и в диапазоне величин зазора $\lambda_T |\varepsilon(\omega_T)|^{-3/2} < \delta < \lambda_T |\varepsilon(\omega_T)|^{1/2}$, где $\omega_T = c / \lambda_T = k_B T / \hbar$ – частота электромагнитной волны при температуре T , λ_T – характерная длина волны излучения для температуры T , для хороших проводников можно найти модуль компоненты вектора Пойнтинга вдоль оси Oz для p -поляризованных волн S_p , для этого применимо выражение:

$$S_p \approx 0,2 \frac{(k_B T)^2}{\hbar \lambda_T \delta} \left(\frac{k_B T}{4\pi \hbar \sigma} \right)^{1/2}.$$

При ширине зазора $\delta < \lambda_T |\varepsilon(\omega_T)|^{-1/2}$ вклад энергии от s -поляризованных волн S_s , равный модулю компоненты вектора Пойнтинга вдоль оси Oz для s -поляризованных волн, не зависит от расстояния и описывается как [10, 12]:

$$S_s \approx 0,02 \frac{4\pi \sigma k_B T}{\lambda_T^2}.$$

Таким образом, можно определить характер потока тепла в ближнем поле для алюминия, результаты приведены на рис. 3.

Выражение для теплового потока между экранами в общем виде будет:

$$q = q_{конд} + q_{б.в.} + q_p(\delta) + q_s(\delta),$$

где $q_p(\delta)$ и $q_s(\delta)$ – вклады излучения от p - и s -поляризованных неоднородных волн в суммарный тепловой поток, численно равные модулям S_p и S_s компоненты вектора Пойнтинга вдоль оси Oz соответственно [10].

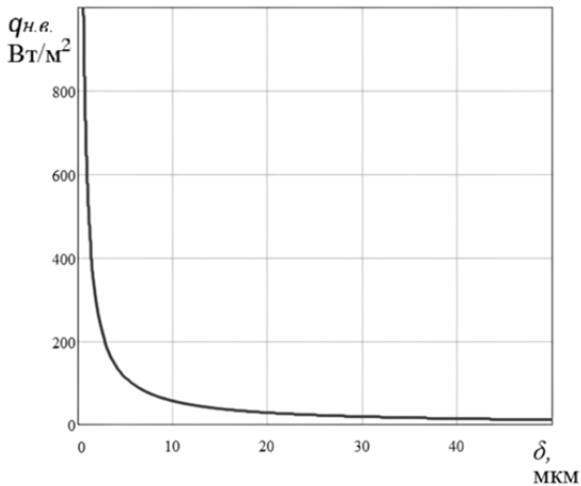


Рис. 3. Характер теплового потока между двумя полубесконечными алюминиевыми поверхностями ($T_1 = 273$ К, $T_2 = 0$ К) в зависимости от ширины зазора.

2. Результаты. В традиционной модели с учетом допущений (температура пленки T принимается постоянной вдоль пространственных осей координат, а масса ЭВТИ m – сосредоточенной в слоях пленки) дифференциальное уравнение изменения температуры i -го слоя определяется выражением:

$$\left(\frac{cm}{F}\right)_i \frac{dT_i}{d\tau} = \varepsilon_{np_{i-1,i}} \sigma_0 (T_{i-1}^4 - T_i^4) + k_{i-1,i} (T_{i-1} - T_i) + \varepsilon_{np_{i,i+1}} \sigma_0 (T_{i+1}^4 - T_i^4) + k_{i,i+1} (T_{i+1} - T_i),$$

где c – удельная теплоемкость слоя, F – площадь поверхности ЭВТИ, τ – время, $\sigma_0 = 5,67 \times 10^{-8} \text{ Вт} \times \text{м}^{-2} \times \text{К}^{-4}$ – константа Стефана – Больцмана, ε_{np} – приведенная степень черноты между двумя слоями, k – коэффициент теплопередачи между соседними экранами [8].

Коэффициент теплопередачи зависит от технологии изготовления и крепления ЭВТИ, давления остаточного газа. Этот параметр косвенно отражает влияющие на тепловой поток через ЭВТИ эффекты, такие как плотность укладки

экранов, перфорацию, возрастание лучистой составляющей из-за деформации пакета, и на данный момент определяется только экспериментально [8], поэтому рассчитать реальную кондуктивную составляющую аналитически не представляется возможным. Однако учесть вклад теплового потока в ближнем поле возможно, исключив в ходе экспериментального исследования все факторы, влияющие на коэффициент теплопроводности пакета ЭВТИ, кроме ширины зазора между экранами. При отсутствии физического контакта между экранами коэффициент теплопередачи k можно принять зависимым только от расстояния между ними $k(\delta)$. Тогда при варьируемой ширине зазора общий тепловой поток будет изменяться только за счет изменения величины теплового потока в ближнем поле. Это позволит в дальнейшем точнее определять компоненты теплового потока через ЭВТИ при анализе результатов экспериментальной отработки реального изделия.

Таким образом, в реальной системе коэффициент теплопередачи локально будет иметь различные значения в виду неоднородной плотности укладки экранов в пакете ЭВТИ (вследствие технологии изготовления и монтажа), а значит, в отличие от традиционной модели коэффициент теплопередачи будет являться функцией, а не константой, а величина теплового потока будет зависеть от пространственных осей координат.

Тогда дифференциальное уравнение теплопроводности ЭВТИ примет вид:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial \tau} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + q(x, y, \tau),$$

где ρ – плотность ЭВТИ, λ – коэффициент теплопроводности ЭВТИ, $q(x, y, \tau) = f(k(\delta))$ – тепловой поток между экранами вдоль оси Oz (перпендикулярной к поверхности экранов), представляющий собой функцию от коэффициента теплопроводности $k(\delta)$.

3. Обсуждение. Данный подход к моделированию теплового потока через ЭВТИ имеет ограничения в применимости. Значительное взаимодействие неоднородных электромагнитных волн имеет место только при ширине зазора меньшей, чем характерная длина волны, которая

в свою очередь зависит от температуры [10]. Так, для ЭВТИ, укрывающей поверхности космического аппарата с высокой температурой (например, агрегаты двигательных установок), данная модель не будет актуальной, поскольку при температуре в 1000 К характерная длина волны равна 2,29 мкм, что существенно меньше толщины используемого в этом случае прокладочного материала в виде стекловолнистого или кварцевого холста (50 мкм по ОСТу 92-1380-83). При этом не исключены эффекты от взаимодействия неоднородных волн при малом зазоре между прокладкой и экраном, что требует дополнительных исследований из-за разнородности материалов.

Наибольший интерес для определения применимости модели, учитывающей тепловой поток в ближнем поле, представляет диапазон температур от -150 до +150°C (от 123 до 423 К), как диапазон температур элементов космического аппарата при полетах на околоземных орбитах [1], а также криогенные температуры, поскольку расстояние для взаимодействия неоднородных волн достаточно велико.

Численно ширину зазора δ , при которой теплотенос осуществляется в основном за счет взаимодействия неоднородных волн, можно определить по формуле:

$$\delta < \lambda_T = \frac{\hbar c}{k_B T},$$

где c – скорость света в вакууме [10].

Полученные для некоторых температур результаты приведены в табл. 1.

Таблица 1. Характерные масштабы влияния взаимодействия неоднородных волн на теплообмен в зависимости от температуры тела

T, K	1	4	77	123	27	423	1000
$\delta, \mu m$	2290	573	29,74	18,62	8,39	5,41	2,29

Заключение

Последующая идентификация математической модели по результатам эксперимента позволит уточнить характер зависимости теплового потока в ЭВТИ от ширины зазора между экранами, а следовательно, от плотности укладки экранов теплоизоляции и определить реальный

вклад кондуктивной составляющей в общий тепловой поток.

Разработка математической модели, учитывающей величину зазора между экранами теплоизоляции, даст возможность моделировать характеристики реальной системы и прогнозировать величину теплового потока через ЭВТИ в зависимости от степени и площади обжатия теплоизоляции на изделии, что снизит временные и экономические издержки при проведении тепловакуумной обработки космической техники.

Список источников

1. **Финченко В.С., Котляров Е.Ю., Иванков А.А.** Системы обеспечения тепловых режимов автоматических межпланетных станций / под ред. В.В.Ефанова, В.С.Финченко. Химки: Издательство АО «НПО Лавочкина», 2018. 400 с.
2. **Alifanov O.M., Nenarokomov A.V., Gonzalez V.M.** Study of multilayer thermal insulation by inverse problems method // *Acta Astronautica*. 2009. Vol. 65. P. 1284–1291. DOI: 10.1016/j.actaastro.2009.03.053
3. **Johnson W.L.** Thermal analysis of low layer density multilayer insulation test results // *AIP Conference Proceedings*. 2012. Vol. 1434. P. 1519–1526. DOI: 10.1063/1.4707081
4. **Zhang C., Li C., Jia W., Pang Y.** Thermodynamic study on thermal insulation schemes for liquid helium storage tank // *Applied Thermal Engineering*. 2021. Vol. 195. Article number 117185. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2021.117185
5. **Shun Okazaki, Haruo Kawasaki, Masahide Murakami, Hiroyuki Sugita, Yasuro Kanamori.** Influence of processing on thermal performance of space use multilayer insulation // *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*. 2014. Vol. 28. No. 2. P. 334–342. DOI: 10.2514/1.T4163
6. **Lin Edward I., Stultz James W., Reeve Robert T.** Test-Derived Effective Emittance for Cassini MLI Blankets and Heat Loss Characteristics in the Vicinity of Seams. June 19, 1995. URL: <https://ntrs.nasa.gov/citations/20210004177>
7. **Зинкевич В.П., Ненарокомов А.В.** Анализ теплопередачи при механическом воздействии на экранно-вакуумную теплоизоляцию // *Тепловые процессы в технике*. 2021. Т. 13. № 12. С. 555–560. DOI: 10.34759/tpt-2021-13-12-555-560
8. **Малоземов В.В.** Тепловой режим космических аппаратов. Москва: Машиностроение, 1980. 232 с.
9. **Nast T.C., Frank D.J., Feller J.** Multilayer insulation considerations for large propellant tanks // *Cryogenics*. 2014. Vol. 64. P. 105–111. DOI: 10.1016/j.cryogenics.2014.02.014
10. **Дмитриев А.С.** Введение в нанотеплофизику. Москва: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2019. 790 с.

11. Nefzaoui E., Ezzahri Y., Drevillon J., Joulain K. Maximal near-field radiative heat transfer between two plates // *The European Physical Journal Applied Physics*. 2013. Vol. 63. Article number 30902. DOI: 10.1051/ep-jap/2013130162
12. Volokitin A.I., Persson, B N J. Radiative heat transfer and noncontact friction between nanostructures // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*. 2007. Vol. 177. No. 9. P. 921–951. DOI: 10.3367/UFNr.0177.200709a.0921
13. Латышев А.Н., Юшканов А.А. Определение толщины нанопленки с помощью резонансных частот // *Квантовая электроника*. 2015. Т. 45. № 3. С. 270–274. DOI: 10.1070/QE2015v045n03ABEH015379

References

1. Finchenko V.S., Kotlyarov E.Yu., Ivankov A.A. Sistemy obespecheniya teplovykh rezhimov avtomaticheskikh mezhplanetnykh stantsii [Thermal control systems of automatic interplanetary stations]. Khimki, AO «NPO Lavochkina», 2018, 400 p. (In Russ.).
2. Alifanov O.M., Nenarokomov A.V., Gonzalez V.M. Study of multilayer thermal insulation by inverse problems method. *Acta Astronautica*, 2009, vol. 65, pp. 1284–1291. DOI: 10.1016/j.actaastro.2009.03.053
3. Johnson W.L. Thermal analysis of low layer density multilayer insulation test results. *AIP Conference Proceedings*, 2012, vol. 1434, pp. 1519–1526. DOI: 10.1063/1.4707081
4. Zhang C., Li C., Jia W., Pang Y. Thermodynamic study on thermal insulation schemes for liquid helium storage tank. *Applied Thermal Engineering*, 2021, vol. 195, article number 117185. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2021.117185
5. Shun Okazaki, Haruo Kawasaki, Masahide Murakami, Hiroyuki Sugita, Yasuro Kanamori. Influence of processing on thermal performance of space use multilayer insulation. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 2014, vol. 28, no. 2, pp. 334–342. DOI: 10.2514/1.T4163
6. Lin Edward I., Stultz James W., Reeve Robert T. Test-Derived Effective Emittance for Cassini MLI Blankets and Heat Loss Characteristics in the Vicinity of Seams. June 19, 1995. URL: <https://ntrs.nasa.gov/citations/20210004177>
7. Zinkevich V.P., Nenarokomov A.V. Analysis of heat transfer under mechanical action on multilayer insulation. *Thermal processes in engineering*, 2021, vol. 13, no. 12, pp. 555–560. (In Russ.). DOI: 10.34759/tpt-2021-13-12-555-560.
8. Malozemov V.V. Teplovoy rezhim kosmicheskikh apparatov [Thermal regime of spacecrafts]. Moscow: Mashinostroenie, 1980, 232 p.
9. Nast T.C., Frank D.J., Feller J. Multilayer insulation considerations for large propellant tanks. *Cryogenics*, 2014, vol. 64, pp. 105–111. DOI: 10.1016/j.cryogenics.2014.02.014
10. Dmitriev A.S. Vvedenie v nanoteplofiziku [Introduction to nanothermal physics]. Moscow: BINOM. Laboratoriya znaniy, 2019, 790 p.
11. Nefzaoui E., Ezzahri Y., Drevillon J., Joulain K. Maximal near-field radiative heat transfer between two plates. *The European Physical Journal Applied Physics*, 2013, vol. 63, article number 30902. DOI: 10.1051/ep-jap/2013130162
12. Volokitin A.I., Persson B.N.J. Radiative heat transfer and noncontact friction between nanostructures. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, 2007, vol. 177, no. 9, pp. 921–951. DOI: 10.3367/UFNr.0177.200709a.0921
13. Latyshev A.N., Yushkanov A.A. Opredelenie tolshchiny nanoplenki s pomoshch'yu rezonansnykh chastot. *Kvantovaya elektronika*, 2015, vol. 45, no. 3, pp. 270–274. DOI: 10.1070/QE2015v045n03ABEH015379

Статья поступила в редакцию 17.01.2024; одобрена после рецензирования 04.02.2024; принята к публикации 26.02.2024.

The article was submitted on 17.01.2024; approved after reviewing on 04.02.2024; accepted for publication on 26.02.2024.