МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМ.В.Н.КАРАЗІНА
ГОЛОВНЕ УПРАВЛІННЯ ОСВІТИ І НАУКИ
ХАРКІВСЬКОЇ ОБЛАСНОЇ ДЕРЖАВНОЇ АДМІНІСТРАЦІЇ
ГОЛОВНЕ УПРАВЛІННЯ З ГУМАНІТАРНИХ ТА СОЦІАЛЬНИХ ПИТАНЬ
КОМІТЕТ У СПРАВАХ СІМ'Ї ТА МОЛОДІ
ХАРКІВСЬКОЇ МІСЬКОЇ РАДИ
РАДА РЕКТОРІВ ВИЩИХ УЧБОВИХ ЗАКЛАДІВ ХАРКІВСЬКОГО РЕГІОНУ
ЗАКРИТЕ АКЦІОНЕРНЕ ТОВАРИСТВО «НАУКОВО-ТЕХНОЛОГІЧНИЙ ІНСТИТУТ
ТРАНСКРИПЦІЇ, ТРАНСЛЯЦІЇ ТА РЕПЛІКАЦІЇ»
АСОЦІАЦІЯ МОЛОДИХ ВЧЕНИХ ТА СПЕЦІАЛІСТІВ М.ХАРКОВА

ВІСНИК ХАРКІВСЬКОГО УНІВЕРСИТЕТУ

№ 506

СЕРІЯ: АКТУАЛЬНІ ПРОБЛЕМИ СУЧАСНОЇ НАУКИ В ДОСЛІДЖЕННЯХ МОЛОДИХ ВЧЕНИХ м.ХАРКОВА

ЧАСТИНА 2

ХАРКІВ, 2001

Вісник Харківського університету № 506. Серія: "Актуальні проблеми сучасної науки в дослідженнях молодих вчених м.Харкова". Частина 2.

У збірнику статей представлені оригінальні авторські розробки молодих вчених, присвячені розгляду найважливіших питань сучасної науки в умовах розвитку незалежної України, проблем підвищення ефективності та практичної значущості наукових досягнень, використання нових форм і методів досліджень.

Видання розраховане на молодих вчених, аспірантів, студентів, фахівців та всіх, хто цікавиться сучасними науковими досліджeнями.

Адреса редакційної колегії: Харків-077, пл.Свободи, 4, к. III-43.
Тел. 40-92-68

Свідоцтво про державну реєстрацію КВ № 4063

РОЗДІЛ 1
СУЧАСНІ ПРОБЛЕМИ РОЗВИТКУ НАУКИ ТА ОСВІТИ В УКРАЇНІ

ОБРАЗОВАТЕЛЬНАЯ СРЕДА ИЛИ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ ПРОСТРАНСТВО?

УДК 130.123.4

Плахотник О.В. (НАКУ им. Н.Е. Жуковского «ХАИ»)

Философские проблемы образования всегда имели высокий статус научной и общественной актуальности, однако именно начало третьего тысячелетия акцентировало их как наиболее значимые для выживания и социального прогресса человечества. Философия образования стала отдельной отраслью науки, а ее предметом является как целостный анализ всей системы институтов и форм образования, так и философский анализ процессов обучения, усвоения знаний, а также развития содержания, системы и форм образования в общекультурном контексте.

В современной философско-педагогической литературе употребляются два очень близких, но не идентичных понятия - **"образовательная среда"** и **"образовательное пространство"**. Какое из них в большей степени соответствует научно-культурному дискурсу современного информационного общества? Анализ данного вопроса приводит к разделению данных понятий как отражающих две различные (но не противоположные) тенденции развития образования.

1. Первая из существующих точек зрения на данный вопрос исходит из того, что самое общее представление о пространстве связано с порядком расположения (взаимным расположением) одновременно сосуществующих объектов. Говоря об образовательном пространстве, имеется в виду набор определенным образом связанных между собой условий, которые оказывают влияние на образование человека. При этом по смыслу в самом понятии образовательного пространства не подразумевается включенность в него субъекта, т.е. оно вполне может существовать независимо от ученика.

Понятие "образовательная среда" также отражает взаимосвязь условий, обеспечивающих образование человека, но в этом случае предполагается присутствие обучающегося в образовательной среде, а также наличие процессов взаимовлияния, взаимодействия окружения с субъектом (в нашем случае обучающимся).

Таким образом, когда речь идет об образовательной среде, то имеется в виду влияние условий образования на обучающегося (точно так же, как и влияние обучающегося на условия, в которых осуществляется образовательный процесс). Это обратное влияние по существу задает именно гуманитарную направленность образовательной среды через включение значимых для человека знаний и использование комфортных, принимаемых студентами (учащимися) технологий обучения. Несомненно, можно говорить и о гуманитарном образовательном пространстве, но здесь в большей степени фигурируют не столько понимание значимых для студентов образовательных задач, которые ставятся самими студентами, сколько видение их со стороны организаторов педагогического процесса - преподавателей. Следовательно, именно в контексте процесса гуманизации образования смысл понятия "образовательная среда" более богат (Козырев В.А.). Оно включает не просто общую гуманитарную направленность образовательного пространства, но и личностно-ориентированный образовательный процесс, который реализует более мощный гуманитарный потенциал. Таким образом, можно констатировать, что с ориентацией на сущность процесса гуманизации образования целесообразно использовать понятие образовательной среды как позволяющее раскрыть более полно и всеобъемлюще соответствующий процесс.

уравнений Эйлера или уравнений газовой динамики описания процесса смешения газов. В состав уравнений входит закон сохранения массы

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{1}{dV}\oiint_A \rho U_n dA ,$$

законы сохранения количества движения для 3-х компонент (поскольку рассматривается 3-х мерное течение, k - меняется то 1 до 3)

$$\frac{\partial(\rho U_k)}{\partial t} = -\frac{1}{dV}\oiint_A \rho U_n U_k dA - \frac{1}{dV}\oiint_A P n_k dA ,$$

и закон сохранения энергии

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} = -\frac{1}{dV}\oiint_A \rho U_n h_o dA .$$

Законы сохранения записаны в интегральном виде для элементарного объема dV с общей площадью поверхности, охватывающей данный объем A. Поскольку рассматривается двухкомпонентный газ, то для определения состава компоненты, записан закон сохранения массы компоненты смеси

$$\frac{\partial(\rho Q)}{\partial t} = -\frac{1}{dV}\oiint_A \rho U_n Q dA ,$$

где Q - это относительная массовая плотность, характеризующая отношения плотности CO к плотности смеси. Система уравнений является незамкнутой, ее необходимо дополнить уравнениями теплофизических свойств. В начале мы рассматриваем основные соотношения для определения газовой постоянной и теплоемкостей для CO:

$$M = 10^{-3} * M_r, \qquad M\Big|_{co} = 10^{-3} * (12+16) = 2{,}8 * 10^{-2} \text{ кг / моль}$$

где M- молярная масса, кг, M_r-относительная молекулярная масса;

$$R\Big|_{co} = \frac{R_M}{M} = \left| \begin{matrix} R_M = 8{,}31441 \text{ Дж / моль / }^{o}\text{K} \\ M\Big|_{co} = 2{,}8 * 10^{-2} \end{matrix} \right| = 296{,}94 \text{ Дж / кг / }^{o}\text{K}$$

Для двухатомных газов:

$$C_{PM} = 7:2\ R_M; \quad C_{VM} = 5:2\ R_M; \quad K=1{,}4;$$

$$C_P = \frac{C_{PM}}{M}; \quad C_P\Big|_{co} = 1039{,}3 \text{ Дж / кг / }^{o}\text{K}; \quad C_V = 742{,}4 \text{ Дж / кг / }^{o}\text{K}$$

Определив свойства CO и использовав хорошо известные свойства воздуха, свойство смеси определяется путем суммирования составляющих. Удельная теплоемкость при постоянном объеме и соответственно газовая смеси определяется через относительную массовую плотность CO в смеси и соответственно с учетом остатка - остаток это чистый воздух:

$$C_V = C_{VQ}*Q + C_{VA}*(1-Q),$$
$$R = R_Q*Q + R_A*(1-Q),$$

где A-"чистый" воздух, "Q" - CO.

Система уравнений рассматривается в конечном замкнутом пространстве, т.е. мы рассматриваем внутренние течения в объеме X Y Z декартовой системы координат. Имеется область, куда поступает CO и область занятая чистым воздухом, таким образом для расчета состава смеси нам нужно задать граничные и начальные условия.

Граничные условия на входе задаются на входе в ячейку, в которую подается компонент CO, граничные условия могут быть получены через начальные состояния потока струи, а именно через давление, температуру, скорость и соответственно долю концентрации (поскольку поступает только CO - Q=1):

$$(P,T,U,Q)_{CO} \Rightarrow \left(h_{00}, S_0 = \frac{P}{\rho^k}, Q=1\right)_{(inp)}$$

$$h_0 = E + \frac{P}{\rho}.$$

На выходе задается противодавление на границе с ячейкой которая открыта для выхода смеси:

$$P^{(out)} = P^{(0)}.$$

Также необходимо задать начальные приближения, поскольку у нас начальные приближения нормальные условия, то скорость внутри объема равна нулю и рассматривается состояние чистого воздуха внутри занимаемого объема:

$$U_k = 0,\ P = P^{(o)},\ T = T^{(o)},\ Q = 0$$

Задача решается методом установления, используется расчетная явная схема Годунова первого порядка точности. Процесс рассматривается как явные изменения параметров во времени с шагом по времени равным τ:

$$t^{(n+1)} = t^{(n)} + \tau.$$

Таким образом данная математическая модель позволяет моделировать процесс распространения во времени продуктов горения возникающих при пожаре в зданиях с атриумами, что позволит изучить распределение температурных полей и концентрации угарного газа в объеме атриума, а также разработать мероприятия по противопожарной защите зданий с атриумами.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ САМОНАГРЕВАНИЯ СЫРЬЯГНЕЗДОВЫМ СФЕРИЧЕСКИМ ОЧАГОМ

УДК 614.84:664

Тригуб В.В. (АПБУ)

Изучение нестационарного температурного поля самонагревания сырья гнездовым сферическим очагом проводилось в работах [1–4], причем в публикациях [1–3] рассматривалась модель бесконечной насыпи, а в публикации [4] рассматривалась шаровидная область конечного радиуса, в центре которой был очаг такой же формы. Предполагалось, что на внешней сферической поверхности нет теплообмена насыпи с окружающей средой.

В отличие от последней публикации, далее будем считать, что на внешней сферической поверхности происходит идеальный теплообмен с окружающей средой, т.е. избыточная температура, порожденная внутренним термоисточником на указанной поверхности, равна нулю. Выбор таких граничных условий позволяет, во-первых, построить простое решение задачи в форме тригонометрического ряда, а не в виде ряда по функции Бесселя, который получен в статье [4]. Во-вторых, он позволяет ускорить сходимость разложения, т.е. преобразовать его к виду удобному для вычислений. В-третьих, выбранным граничным условиям легко дать физическое истолкование. Вследствие низкой температуропроводности, в точках, значительно удаленных от сферического очага, на начальном этапе самонагревания не успевает прогреться сырье, т.е. избыточная температура в них равна (или близка к) нулю. Это позволяет образовать из таких точек условную граничную сферическую поверхность с нулевой избыточной температурой. Иными словами для изучения поля температур в локализованном сферическом очаге и его окрестности на начальном этапе самонагревания предлагается выделять в сырье сферическую область, с нулевой избыточной температурой на границе. Чем больше радиус этой области, тем на более длительном промежутке времени может вычисляться температура в ее центральной части. В реальных условиях самонагревания в качестве радиуса приходится брать кратчайшее расстояние от центра очага до границы насыпи. Поэтому излагаемый метод расчета годится лишь для случаев, когда очаг находится в глуби насыпи.

Как и в работах [1–4] при описании центрально–симметричного температурного поля исходим из дифференциального уравнения

$$\frac{\partial T}{\partial t}-a\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2}+\frac{2}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right)T=\frac{q(r)}{\rho c}\omega(t). \qquad (1)$$

Здесь $T(r,t)$ – избыточная температура самонагревания; $a=\lambda/(\rho c)$; λ – коэффициент теплопроводности сырья; ρ, c – его плотность и удельная теплоемкость; r – расстояние от центра очага до расчетной точки; t – время; $q(r)$ – плотность термоисточников в очаге; $\omega(t)$ – функция Хевисайда.

Обозначив через R радиус внешней сферической поверхности, содержащий очаг, решение уравнения (1) построим при следующих начальном и граничном условиях

$$T(r,0)=0; \qquad T(R,T)=0. \qquad (2)$$

Зададим решение уравнения (1) в виде ряда

$$T(r,t)=\sum_{n=1}^{\infty} b_n(t)\frac{1}{r}\sin\left(\frac{n\pi r}{R}\right), \qquad (3)$$

который удовлетворяет граничному условию.

Подставив разложение (3) в уравнение (1) получаем дифференциальные уравнения для неизвестных функций $b_n(t)$

$$\dot{b}_n+\frac{an^2\pi^2}{R^2}b_n=\frac{2\omega(t)}{R\rho c}\int_0^R r\,q(r)\sin\left(\frac{n\pi r}{R}\right)dr. \qquad (4)$$

Здесь точка означает дифференцирование по t.

Решив уравнение (4) при нулевом начальном условии (2) находим $b_n(t)$, а затем и само решение. Согласно (3) им является

$$T(r,t)=\frac{2R\omega(t)}{\pi^2\lambda r}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^2}\left(1-e^{-a\left(\frac{n\pi}{R}\right)^2 t}\right)\int_0^R r\,q(r)\sin\left(\frac{n\pi r}{R}\right)dr\,\sin\left(\frac{n\pi r}{R}\right), \qquad (5)$$

Ряд (5) не позволяет вычислить температуру в центре очага, т.е. при r=0. Раскрыв неопределенность типа 0/0 в этой точке получаем

$$T(0,t)=\frac{2\omega(t)}{\pi\lambda}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n}\left(1-e^{-a\left(\frac{n\pi}{R}\right)^2 t}\right)\int_0^R r\,q(r)\sin\left(\frac{n\pi r}{R}\right)dr, \qquad (6)$$

Конкретизируем общие разложения (5), (6), задав плотность распределения термоисточников в очаге. Следуя работе [4] в качестве такой примем

$$q(r)=\begin{cases} q_0 & \text{при } r\le r_0 \\ 0 & \text{при } r_0\le r\le R \end{cases}.$$

Здесь r_0 – радиус очага самонагревания.

Выполнив интегрирование по частям для вычисления избыточной температуры, получаем ряды

$$T(r,t)=\frac{2q_0R^2}{\pi^3\lambda r}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^3}\left(1-e^{-a\left(\frac{n\pi}{R}\right)^2 t}\right)f_n(r_0,R)\sin\left(\frac{n\pi r}{R}\right), \qquad (7)$$

$$T(0,t)=\frac{2q_0R}{\pi^2\lambda}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^2}\left(1-e^{-a\left(\frac{n\pi}{R}\right)^2 t}\right)f_n(r_0,R),$$

где: $f_n(r_0,R)=\frac{R}{\pi n}\sin\left(\frac{n\pi r_0}{R}\right)-r_0\cos\left(\frac{n\pi r_0}{R}\right).$

Для удобства расчетов преобразуем решение (7)

$$T(r,t)=\frac{q_0}{\lambda}\left[S(r)-\frac{2R^2}{\pi^3 r}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^3}e^{-a\left(\frac{n\pi}{R}\right)^2 t}f_n(r_0,R)\right]\sin\left(\frac{n\pi r}{R}\right), \qquad (8)$$

$$T(0,t)=\frac{q_0}{\lambda}\left[S(0)-\frac{2R}{\pi^2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^2}e^{-a\left(\frac{n\pi}{R}\right)^2 t}f_n(r_0,R)\right],$$

где: $S(r)=\frac{2R^2}{\pi^3 r}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^3}f_n(r_0,R)\sin\left(\frac{n\pi r}{R}\right)$, $S(0)=\frac{2R}{\pi^2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^2}f_n(r_0,R)$,

Наиболее медленно сходится ряд для S(r). Поэтому его желательно просуммировать аналитически. Это легко сделать, если учесть, что [5]

$$\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\sin nx}{n^3}=\frac{1}{12}\left(x^3-3\pi x^2+2\pi^2 x\right); \qquad \sum_{n=1}^{\infty}\frac{\cos nx}{n^4}=\frac{\pi^4}{90}-\frac{\pi^2x^2}{12}+\frac{\pi x^3}{12}-\frac{x^4}{48}. \qquad (9)$$

Использование сумм (9) дает замкнутое выражение

$$S(r)=\frac{r_0}{3}\begin{cases}\left(\frac{3}{2}-\frac{1}{2}\frac{r^2}{r_0^2}-\frac{r_0}{R}\right) & \text{при } 0\le r\le r_0\\ \left(\frac{r_0}{r}-\frac{r_0}{R}\right) & \text{при } r_0\le r\le R\end{cases} \qquad (10)$$

Решения в форме (8), (10) сходится быстрее, нежели разложения (7). Кроме того, они позволяют установить граничное значение избыточной температуры $T_{гр}$. Устремив $t\to\infty$ из решений (8), (10) получаем

$$T_{гр}=\frac{q_0 r_0^2}{3\lambda}\left(\frac{3}{2}-\frac{r_0}{R}\right).$$

Разумеется, что $T_{гр}$ имеет чисто теоретический смысл. Оно получено для условной сферической области и не относится к силосам цилиндрической и прямоугольной форм, которые встречаются на практике. Эта формула может использоваться лишь для проверки правильности вычислений T(r,t), поскольку $T(r,t) < T_{гр}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вогман Л.П., Горшков В.И., Дегтярев А.Г. Пожарная безопасность элеваторов.– М.: Стройиздат, 1993.– 288 с.

2. Сергунов В.С. Дистанционный контроль температуры зерна при хранении.-2-е изд., доп. и перераб.-М.: Агропромиздат,1987.– 173 с.
3. Ольшанский В.П. Формула прироста температуры при гнездовом самонагревании сырья // Вестник Харьковского государственного политехнического университета. Сб.науч.тр. Вып.75. Харьков: ХГПУ, 1999.- С. 98–104.
4. Абрамов Ю.А., Откидач Д.Н., Кирочкин А.Ю. К математическим моделям очагов самонагревания в зерновой насыпи при хранении // Проблемы пожарной безопасности. Сб.научн.тр.–Юбилейный выпуск.–Харьков:ХИПБ, 1998. С 59–68.
5. Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. Интегралы и ряды. М.: Наука, 1981.– 800 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПРОЦЕССОВ САМОНАГРЕВАНИЯ РАСТИТЕЛЬНОГО СЫРЬЯ ПРИ НАЛИЧИИ НЕСКОЛЬКИХ ПЛАСТОВЫХ ОЧАГОВ

УДК 614.84:664

Еременко С. А. (АПБУ)

Самонагревание растительного сырья приводит к огромным материальным убыткам, поэтому представляет практический интерес получения формулы для расчета температуры при возникновении нескольких пластовых очагов самонагревания методом рядов.

Исходим из линейного дифференциального уравнения теплопроводности с постоянными коэффициентами:

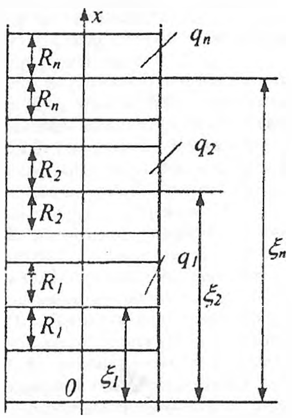

Рис. 1 — Расчетная схема

$$\frac{\partial T}{\partial t} - a\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \Big(\sum_{n=1}^{k} q_n(\omega(x-(\xi_n - R_n)) - -\omega(x-(\xi_n + R_n))) + q_\phi \Big)\frac{\omega(t)}{\rho c}. \qquad (1)$$

Здесь $a=\lambda\ /(\rho c)$; λ - коэффициент теплопроводности сырья; ρ, c - его плотность и удельная теплоемкость; q_ϕ - фоновая объемная плотность тепловых источников, постоянная во всей насыпи; q_n - превышение фоновой объемной плотности тепловых источников в n- ом очаге, середина которого определяется координатой ξ_n а протяженность по высоте насыпи равна $2R_n$ (см. рис. 1); k - количество очагов; предполагается, что ξ_n и R_n таковы, что очаги не накладываются один на другой; x- вертикальная координата, отсчитываемая от нижнего основания вверх вдоль оси силоса; t- время; $\omega(z)$- функция Хевисайда.

Отсчет прироста температуры $T=T(x,t)$ ведем с момента $t=0$. Поэтому

$$T(x,0) = 0. \qquad (2)$$

Приведем решение уравнения (1), которое будет удовлетворять условию (2) и граничным условиям на торцах насыпи сырья:

$$T(0,t) = 0, \qquad T_x'(l,t) = 0. \qquad (3)$$

Теплообмен у верхнего основания насыпи $x = l$ полностью отсутствует, тогда как у нижнего основания $x = 0$ мы имеем идеальный теплообмен с внешней средой.

Представим искомое решение как разложение в ряд по синусам:

$$T(x,t)=\sum_{m=0}^{\infty} d_m(t)\sin(\mu_m x), \qquad \mu_m=\frac{(2m+1)\pi}{2l}, \tag{4}$$

что полностью удовлетворяет граничным условиям (3).

Подставив его в уравнение (1), учитывая при этом ортогональность синусов на отрезке $x\in[0;l]$, получаем дифференциальные уравнения относительно неизвестных функций $d_m(t)$:

$$\dot d_m+\mu_m^2 a d=f_m(\xi,R)\omega(t). \tag{5}$$

В этой формуле точка означает производную от t, а

$$f_m(\xi,R)=\frac{4}{\rho c l\mu_m}\left(\sum_{n=1}^{k} q_n\sin(\mu_m R_n)\sin(\mu_m\xi_n)+\frac{1}{2}q_\phi\right).$$

Решениями дифференциальных уравнений (5) при начальном условии (2) есть

$$d_m(t)=\frac{1}{a\mu_m^2}(1-e^{-\mu_m^2 at})f_m(\xi,R).$$

Подставив их в разложение (4) получаем ряд, который описывает прирост температуры по высоте насыпи сырья в зависимости от времени для нескольких очагов самонагревания:

$$T(x,t)=\frac{32l^2}{\lambda\pi^3}\sum_{m=0}^{\infty}\frac{1}{(2m+1)^3}(1-e^{-\mu_m^2 at})\cdot\left(\sum_{n=1}^{k} q_n\sin(\mu_m\xi_n)\sin(\mu_m R_n)+\right.$$

$$\left.+\frac{1}{2}q_\phi\right)\cdot\sin(\mu_m x). \tag{6}$$

Для ускорения сходимости в решении (6) запишем его следующим образом

$$T(x,t)=\frac{32l^2}{\lambda\pi^3}\left(\sum_{n=1}^{k} q_n S_{1n}(\xi,x)+\frac{1}{2}q_\phi S_2(x)-\sum_{m=0}^{\infty}\frac{e^{-\mu_m^2 at}}{(2m+1)^3}\right)*$$

$$*\left(\left(\sum_{n=1}^{k} q_n\sin(\mu_m\xi_n)\sin(\mu_m R_n)+\frac{1}{2}q_\phi\right)\sin(\mu_m x)\right). \tag{7}$$

Здесь $S_{1n}(\xi_n,x)=\sum_{m=0}^{\infty}\frac{1}{(2m+1)^3}\sin(\mu_m\xi_n)\sin(\mu_m R_n)\sin(\mu_m x)$,

$$S_2(x)=\sum_{m=0}^{\infty}\frac{1}{(2m+1)^3}\sin(\mu_m x).$$

Вышеуказанные ряды просуммируем аналитически:

$$\sum_{m=0}^{\infty}\frac{1}{(2m+1)^3}\sin(2m+1)x=\frac{\pi x}{8}(\pi-|x|), \qquad (-\pi\le x\le\pi)$$

$$\sum_{m=0}^{\infty}\frac{1}{(2m+1)^3}\cos(2m+1)x=\frac{\pi}{8}(\pi-2|x|), \qquad (-\pi\le x\le\pi)$$

находим

Зміст

Стор.