

УДК 519.6:536.21.022/023

**ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ  
ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЗА СЧЕТ ВЫБОРА  
РАЦИОНАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПРОВЕДЕНИЯ  
ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБРАБОТКИ ОПЫТНЫХ ДАННЫХ**

**С.В. Пономарев<sup>1</sup>, П.В. Балабанов<sup>1</sup>, В.Ф. Сорочинский<sup>2</sup>,  
А.С. Щекочихин<sup>1</sup>**

*Кафедра «Автоматизированные системы и приборы», ГОУ ВПО «ТГТУ» (1);  
ГНУ «Всероссийский научно-исследовательский институт зерна и  
продуктов его переработки», Россельхозакадемия, г. Москва (2);  
pav-balabanov@yandex.ru*

**Ключевые слова и фразы:** задача Штурма–Лиувилля; повышение точности измерения; регулярный режим первого рода.

**Аннотация:** Развита теория метода двух альфа для измерения комплекса теплофизических характеристик. Предложены способы обработки экспериментальных данных в зависимости от вариантов проведения экспериментов. На основе оценки погрешности определения теплофизических характеристик даны предложения по повышению точности измерения.

---

**Введение**

Целью настоящей работы является разработка метода и измерительной установки для исследования теплофизических свойств (ТФС) зерна нута (ЗН), представляющего собой ценную пищевую культуру семейства бобовых. Информацию о свойствах требуется, в частности, для расчета режимов сушки зерна.

Плод нута имеет близкую к шаровой форму диаметром 6,5...7,5 мм, поэтому для измерения ТФС отдельных зерен применимы известные методы и устройства [1, 2], разработанные для измерения свойств тел шаровой формы. Наиболее простыми с точки зрения приборной реализации и дающими информацию о комплексе ТФС (теплопроводность, температуропроводность, объемная теплоемкость) являются методы, основанные на теории регулярного режима первого рода [3]. Для реализации таких методов наиболее часто используют установки, в состав которых входят калориметры различной конструкции (а-калориметры, лямбда-калориметры, бикалориметры) и термостаты (жидкостные или воздушные). При измерениях калориметр термостатируют, а затем помещают в среду с температурой, отличной от начальной температуры, и с постоянным значением коэффициента теплоотдачи. В процессе остывания (нагрева) определяют темп охлаждения (нагрева), а затем вычисляют искомую температуропроводность, теплопроводность или комплекс ТФС.

Калориметр, как правило, представляет собой металлическую оболочку, в которую помещают исследуемый материал с измерителями температуры. Однако при изготовлении калориметра для измерения ТФС ЗН практически невозможно обеспечить хороший тепловой контакт между металлической оболочкой и поверхностью зерна (так как зерно не является идеальным шаром). Поэтому в качестве прототипа для вновь разрабатываемого метода измерения ТФС ЗН был взят метод, известный в литературе как метод двух альфа [1, 4], характерной особенностью которого является необходимость проведения двух экспериментов при различных значениях коэффициентов теплоотдачи на внешних поверхностях исследуемых образцов.

### Теоретические основы метода измерения

Для измерения ТФС ЗН в центр испытуемого зерна помещалась термопара медь – константан, сваренная встык (рис. 1). Диаметр проводов 0,1 мм. Для испытаний использовались зёрна диаметром  $(7 \pm 0,3)$  мм. Каждое зерно разрезалось на две доли, в центр зерна 1 помещался спай термопары (см. рис. 1), после чего доли склеивались по периметру, а для уменьшения утечек тепла через термопарные провода их помещали внутрь зёрен нута 2 того же размера, что и испытуемое.

Дополнительно к испытуемой системе изготавливалась эталонная система, отличающаяся от испытуемой тем, что вместо образцов из нута в ней использовались образцы из эталонного материала (полиметилметакрилата) диаметром 7 мм с известными ТФС.

Испытуемая и эталонная системы выдерживались в воздушном термостате до достижения постоянной температуры, а затем охлаждались в среде с постоянным коэффициентом теплоотдачи и постоянной температурой. В ходе эксперимента регистрировалась температура в центре испытуемого и эталонного образцов, а также температура среды.

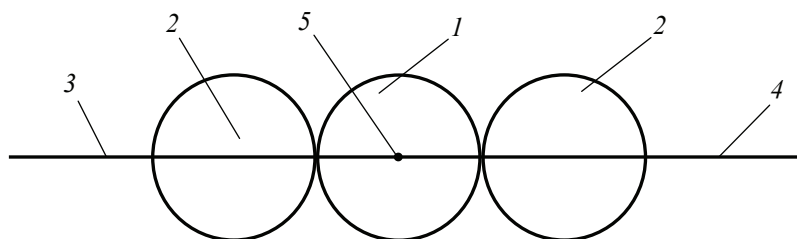
Сформулируем задачу теплопереноса в испытуемом и эталонном образцах.

Пусть два образца шаровой формы радиуса  $R$  с начальной температурой  $T_0$  помещаются в начальный момент времени в среду с постоянной температурой  $T_c \neq T_0$ . Тогда температурные поля в образцах будут описываться дифференциальными уравнениями:

$$\frac{\partial T_j(r, \tau)}{\partial \tau} = a_j \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^2 \frac{\partial T_j(r, \tau)}{\partial r} \right], \quad j = \overline{1, 2}, \quad 0 < r < R, \quad \tau > 0,$$

с начальными условиями

$$T_j(r, 0) = T_0,$$



**Рис. 1. Конструкция испытуемой системы:**

1 – испытуемый образец; 2 – вспомогательные образцы; 3 – провод из меди;  
4 – провод из константана; 5 – рабочий спай термопары

с граничными условиями:

$$\frac{\partial T_j(0, \tau)}{\partial r} = 0;$$

$$\lambda_j \frac{\partial T_j(R, \tau)}{\partial r} = \alpha(T_c - T_j(R, \tau)),$$

где  $a_j$ ,  $\lambda_j$  – температуропроводность и теплопроводность  $j$ -го образца;  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи.

Замена переменных  $\Theta_j = (T_j(r, \tau) - T_c)/(T_0 - T_c)$ ,  $Fo_j = a_j \tau / R^2$ ,  $\bar{r} = r / R$ ,  $Bi_j = \alpha R / \lambda_j$  позволит перейти к безразмерным краевым задачам:

$$\frac{\partial \Theta_j(\bar{r}, Fo_j)}{\partial Fo} = \frac{1}{\bar{r}^2} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left[ \bar{r}^2 \frac{\partial \Theta_j(\bar{r}, Fo_j)}{\partial \bar{r}} \right], \quad j = \overline{1, 2}, \quad 0 < \bar{r} < 1, \quad Fo_j > 0;$$

$$\Theta_j(\bar{r}, 0) = 1;$$

$$\frac{\partial \Theta_j(0, Fo_j)}{\partial \bar{r}} = 0;$$

$$\frac{\partial \Theta_j(1, Fo_j)}{\partial \bar{r}} + Bi_j \Theta_j(1, Fo_j) = 0,$$

общее решение которых

$$\Theta_j(\bar{r}, Fo_j) = \sum_{n=1}^{\infty} C_{nj} \chi_{nj} e^{-\varepsilon_{nj}^2 Fo_j}, \quad (1)$$

где  $C_{nj}$  – постоянные, определяемые из начальных условий;  $\varepsilon_{nj}^2$ ,  $\chi_{nj}$  – собственные значения и собственные функции краевой задачи Штурма–Лиувилля:

$$\chi_{nj}''(\bar{r}) + \frac{2}{\bar{r}} \chi_{nj}'(\bar{r}) + \varepsilon_{nj}^2 \chi_{nj}(\bar{r}) = 0; \quad (2)$$

$$\chi_{nj}'(0) = 0; \quad (3)$$

$$\chi_{nj}'(1) + Bi_j \chi_{nj}(1) = 0. \quad (4)$$

Известно [4, 5], что ряды (1) являются знакпеременными, а их собственные значения  $\varepsilon_{nj}^2$  быстро растут по абсолютной величине. Поэтому, при некоторых  $Fo_j > Fo_j^*$  всеми членами рядов (1), кроме первых, можно пренебречь и при наступлении в образцах регулярного теплового режима первого рода считать, что температурные поля в них вычисляются по формулам:

$$\Theta_j(\bar{r}, Fo_j) = C_{1j} \chi_{1j}(\bar{r}) e^{-\varepsilon_{1j}^2 Fo_j}, \quad (5)$$

где первое собственное значение  $\varepsilon_{1j}^2$  удовлетворяет краевой задаче Штурма–Лиувилля (2) – (4).

Прологарифмировав выражения (5), получим

$$\ln \Theta_j(\bar{r}, Fo) = \ln C_{1j} \chi_{1j}(\bar{r}) - \varepsilon_{1j}^2 Fo_j.$$

Пусть индекс  $j = 1$  соответствует эталонному образцу, а  $j = 2$  – опытному образцу. Если по данным эксперимента с эталонным образцом построить график зависимости  $\ln \Theta_1(0, Fo_1) = f(Fo_1)$  (рис. 2), то можно вычислить первое собственное значение задачи Штурма–Лиувилля как тангенс угла наклона его прямолинейного участка

$$-\varepsilon_{11}^2 = (\ln \Theta_1^{**}(0, Fo_1^{**}) - \ln \Theta_1^*(0, Fo_1^*)) / (Fo_1^{**} - Fo_1^*). \quad (6)$$

После чего из решения задачи Штурма–Лиувилля (2) – (4), можно определить  $Bi_1$ , а затем по формуле  $\alpha = Bi_1 \lambda_1 / R$  вычислить коэффициент теплоотдачи.

По данным эксперимента с опытным образцом можно построить график зависимости  $\ln \Theta_2(0, \tau) = f(\tau)$ , из которого определить величину  $-\varepsilon_{12}^2 a_2 / R^2$  как тангенс угла наклона его прямолинейного участка

$$-\varepsilon_{12}^2 a_2 / R^2 = (\ln \Theta_2^{**}(0, \tau^{**}) - \ln \Theta_2^*(0, \tau^*)) / (\tau^{**} - \tau^*).$$

Обозначим

$$A = R^2 (\ln \Theta_2^{**}(0, \tau^{**}) - \ln \Theta_2^*(0, \tau^*)) / (\tau^{**} - \tau^*). \quad (7)$$

Если эксперимент проводить при  $Bi \rightarrow \infty$ , то граничное условие (4) для опытного образца примет вид

$$\chi_{12}(1) = 0,$$

а первое собственное значение  $\varepsilon_{12}^2$  будет равно  $\pi^2$ .

Из эксперимента с опытным образцом (при  $Bi \rightarrow \infty$ ) определяется  $A$ , после чего вычисляется искомая теплопроводность опытного образца

$$a_2 = -A / \varepsilon_{12}^2 = -A / \pi^2. \quad (8)$$

Для определения теплопроводности  $\lambda_2$  опытного образца необходимо провести эксперимент при  $Bi \ll 101$  (например, в условиях естественной конвекции). По данным эксперимента с эталоном определяют коэффициент теплоотдачи  $\alpha$ , по данным эксперимента с опытным образцом определяют  $A$ , вычисляют  $\varepsilon_{12}^2 = -A / a_2$

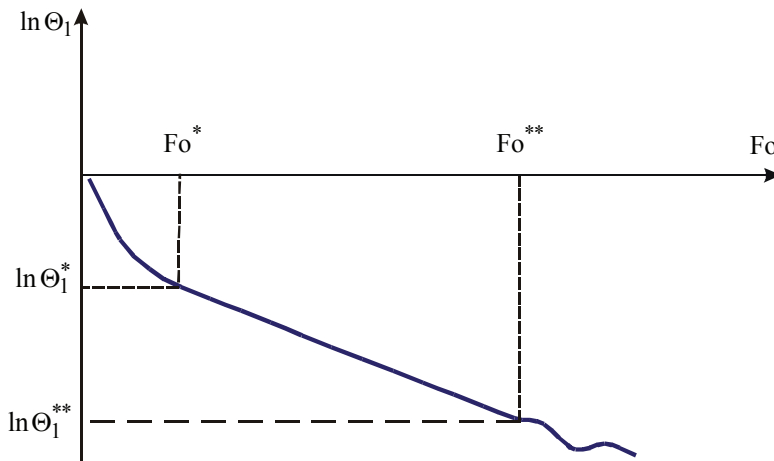


Рис. 2. График зависимости  $\ln \Theta_1(Fo)$

и подбирают значение  $Bi_2$ , удовлетворяющее задаче (2) – (4). Затем вычисляют теплопроводность

$$\lambda_2 = \alpha R / Bi_2. \quad (9)$$

Одним из недостатков изложенного выше метода измерения (применительно к зёрнам нута) является необходимость проведения эксперимента при  $Bi \rightarrow \infty$ , что на практике достигается путем интенсивного обдува образцов воздухом, за счет чего изменяется их влажность (на 3–5 % в ходе опыта). Поэтому возможен подход, при котором проводят два эксперимента при двух различных значениях коэффициентов теплоотдачи  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  (при условии, что  $Bi < 101$ ).

Рассмотрим краевую задачу (2) – (4) для первого и второго экспериментов с опытным образцом:

$$\chi''_{1k}(\bar{r}) + \frac{2}{r} \chi'_{1k}(\bar{r}) - \frac{A_k}{a_2} \chi_{1k}(\bar{r}) = 0, \quad k = \overline{1,2}; \quad (10)$$

$$\chi'_{1k}(0) = 0; \quad (11)$$

$$\chi'_{1k}(1) + \frac{\alpha_k R}{\lambda_2} \chi_{1k}(1) = 0, \quad (12)$$

где  $k$  – номер эксперимента.

Систему граничных условий (12) преобразуем к виду

$$\alpha_1 \frac{\chi_{11}(1)}{\chi'_{11}(1)} = \alpha_2 \frac{\chi_{12}(1)}{\chi'_{12}(1)} = B. \quad (13)$$

Решая численным методом уравнения (10) можно подобрать значение  $a_2$ , удовлетворяющее условию (13). Далее вычисляют теплопроводность по формуле

$$\lambda_2 = -R/B. \quad (14)$$

### Проведение экспериментов и обработка данных

Для вычисления комплекса ТФС (температуропроводности и теплопроводности) необходимо провести два эксперимента. Возможно два варианта проведения экспериментов, но, не зависимо от вариантов, перед началом каждого эксперимента эталонную и опытную системы выдерживают в воздушном термостате до достижения постоянной температуры  $T_0$ .

**1-й вариант проведения экспериментов.** В первом эксперименте эталонную и опытную системы помещают в среду с  $T_c \neq T_0$  при  $Bi \rightarrow \infty$ . На практике разность температур  $T_0 - T_c = 7 \dots 10$  °С, а  $Bi \approx 102$ . Вычисление температуропроводности осуществляют по формуле (8). Во втором эксперименте эталонную и опытную системы помещают в среду с температурой  $T_c \neq T_0$ , но при  $Bi \approx 0,2 \dots 10$ . Вычисление теплопроводности осуществляют по формуле (9).

**2-й вариант проведения экспериментов.** В первом эксперименте эталонную и опытную системы помещают в среду с  $T_0 - T_c = 7 \dots 10$  °С и при  $Bi \approx 50$ , а во втором эксперименте при  $Bi \approx 0,2 \dots 10$ . По полученным в экспериментах данным вычисляют  $A_1$  и  $A_2$ , решают задачи (10) – (12), подбирая значение  $a_2$ , удовлетворяющее условию (13), и вычисляют теплопроводность по формуле (14).

## Выбор рациональных параметров проведения эксперимента и обработки опытных данных

При выборе рациональных параметров проведения эксперимента и обработки опытных данных по известным методикам оценивались теоретические погрешности определения ТФС, а затем отыскивались критерии рационального окончания эксперимента [6] и диапазон экспериментальных данных, использование которых при вычислениях ТФС дает наименьшие погрешности вычисления.

Для оценки теоретической погрешности определения температуропроводности прологарифмируем выражение (8) и после дифференцирования получим

$$\frac{da_2}{a_2} = \frac{dA}{A} - \frac{d(\varepsilon_{12}^2)}{(\varepsilon_{12}^2)}.$$

Заменяем в последнем выражении дифференциалы на конечные разности, а знак « $\leftrightarrow$ » на « $\rightarrow$ »

$$\frac{\Delta a_2}{a_2} = \frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta(\varepsilon_{12}^2)}{(\varepsilon_{12}^2)}.$$

Последнее выражение позволяет найти предельную оценку погрешности измерения температуропроводности. Перейдем к среднеквадратичной оценке

$$\left(\frac{\Delta a_2}{a_2}\right)_{\text{ск}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(\varepsilon_{12}^2)}{(\varepsilon_{12}^2)}\right)^2}. \quad (15)$$

Проведя аналогичные преобразования с выражением (7), получим среднеквадратичную оценку погрешности измерения величины  $A$

$$\left(\frac{\Delta A}{A}\right)_{\text{ск}} = \sqrt{1/\left(\ln \frac{\Theta^{**}}{\Theta^*}\right)^2 \left[ \left(\frac{\Delta \Theta^{**}}{\Theta^{**}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \Theta^*}{\Theta^*}\right)^2 \right] + \left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(\tau^{**} - \tau^*)}{\tau^{**} - \tau^*}\right)^2}.$$

Из полученных выражений видно, что на погрешность измерения температуропроводности оказывают влияние погрешности измерения температур, геометрических размеров, времени, а также погрешность  $\Delta(\varepsilon_{12}^2)$ . Погрешности измерения геометрических размеров и времени являются небольшими по величине, поэтому пренебрегаем ими. Оценим вклад члена  $\Delta(\varepsilon_{12}^2)$  в общую погрешность измерения величины  $A$ . При  $Bi = 51$  первое собственное значение  $\varepsilon_{12} = 3,0801$ , а при  $Bi = 101$  –  $\varepsilon_{12} = 3,1105$ . Поэтому, даже если эксперимент будет проведен при  $51 < Bi < 101$ , то при вычислении температуропроводности по формуле (8) погрешность  $\Delta(\varepsilon_{12}^2)/(\varepsilon_{12}^2)$  составит менее 2%, и с увеличением числа Био будет уменьшаться. Поэтому, пренебрегая погрешностью  $\Delta(\varepsilon_{12}^2)$ , формулу (15) запишем в виде

$$\left(\frac{\Delta a_2}{a_2}\right)_{\text{ск}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \Theta^{**}}{\Theta^{**}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \Theta^*}{\Theta^*}\right)^2} / \ln \frac{\Theta^{**}}{\Theta^*}. \quad (16)$$

Аналогично можно получить формулу для оценки погрешности измерения теплопроводности.

Из формулы (9) видно, что теплопроводность  $\lambda_2$  является функцией коэффициента теплоотдачи, радиуса и числа Био. Значение  $Bi_2$  подбирается путем

численного решения задачи (2) – (4), которое решается с высокой степенью точности современными прикладными программами такими, например, как MathCad. Поэтому погрешностью определения  $Bi_2$  можно пренебречь. Погрешность измерения радиуса  $R$  является небольшой по величине, поэтому пренебрегаем и ей. Следовательно, среднеквадратичная погрешность теплопроводности определяется, главным образом, погрешностью измерения коэффициента теплоотдачи

$$\left(\frac{\Delta\lambda_2}{\lambda_2}\right)_{\text{СК}} \approx \left(\frac{\Delta\alpha}{\alpha}\right)_{\text{СК}},$$

который, свою очередь, является функцией от собственного значения  $\varepsilon_{11}^2$  вычисляемого по (6). Таким образом, получаем, что погрешность теплопроводности является функцией измеряемых в эксперименте температур  $\Theta^*$ ,  $\Theta^{**}$ , а также погрешностей измерения этих температур

$$\left(\frac{\Delta\lambda_2}{\lambda_2}\right)_{\text{СК}} \approx \sqrt{\left(\frac{\Delta\Theta^{**}}{\Theta^{**}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\Theta^*}{\Theta^*}\right)^2} / \ln \frac{\Theta^{**}}{\Theta^*}. \quad (17)$$

Найдем пару значений  $\Theta^*$ ,  $\Theta^{**}$ , при которых  $(\Delta\lambda_2/\lambda_2)_{\text{СК}} \rightarrow \min$ .

Для этого оценим погрешности вычисления безразмерных температур

$$\left(\frac{\Delta\Theta}{\Theta}\right)_{\text{СК}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta(T(r, \tau) - T_c)}{(T(r, \tau) - T_c)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(T_0 - T_c)}{(T_0 - T_c)}\right)^2} + \delta_0^2.$$

В последнем выражении учтена погрешность  $\delta_0$ , обусловленная отбрасыванием всех членов ряда Фурье (1) кроме первого.

Выполненные расчеты  $(\Delta\Theta/\Theta)_{\text{СК}} = f(\Theta)$  в диапазоне  $0,25 < Bi < 101$  и  $5 < T_0 - T_c < 10$  показали (рис. 3), что при  $0,2 < \Theta < 0,6$  погрешность вычисления безразмерной температуры минимальна, а следовательно можно утверждать, что выполняется условие  $(\Delta\lambda_2/\lambda_2)_{\text{СК}} \rightarrow \min$ .

Таким образом, для автоматизации процесса обработки экспериментальных данных на ЭВМ можно программно отслеживать значение безразмерной температуры  $\Theta$ . Значение  $\Theta^* = 0,2$  служит критерием окончания эксперимента, а для расчетов ТФС следует использовать данные из диапазона  $0,2 < \Theta < 0,6$ .

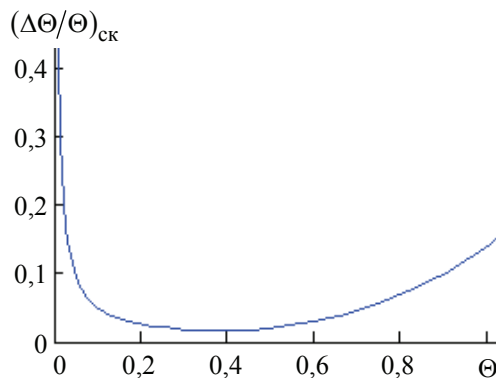


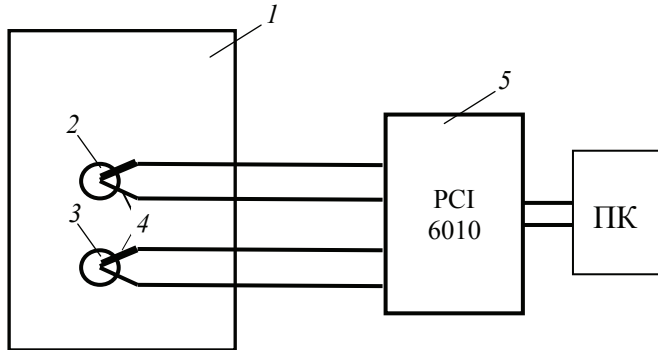
Рис. 3. График зависимости  $(\Delta\Theta/\Theta)_{\text{СК}} = f(\Theta)$  при  $Bi = 101$  и  $T_0 - T_c = 7^\circ\text{C}$

## Опытная установка и результаты измерения ТФС зерен нута

Для реализации предложенного метода измерения была собрана опытная установка (рис. 4), состоящая из воздушного термостата ТС-80М, двух систем образцов с термопарами, подключенными к плате сбора данных PCI 6010. Результаты эксперимента выводятся на монитор компьютера.

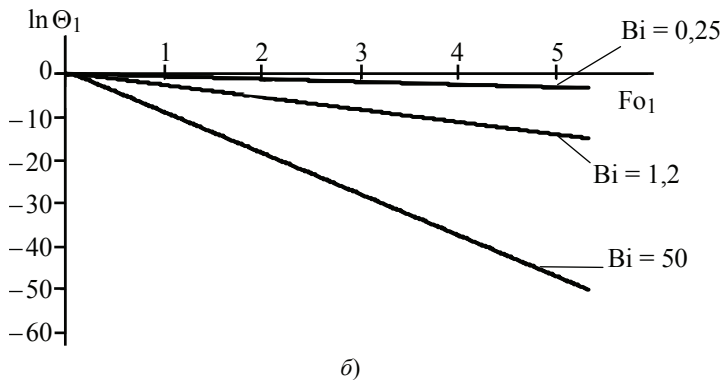
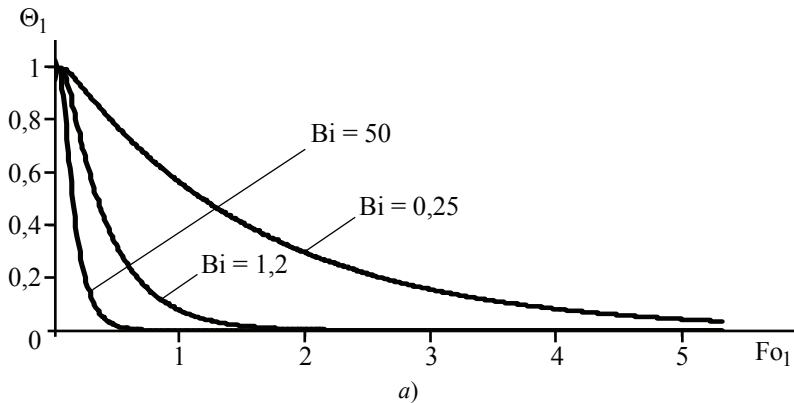
Рассмотрим пример обработки данных одного из экспериментов.

Температурные кривые, полученные по результатам экспериментов с эталонной системой при различных значениях числа  $Bi$ , представлены на рис. 5, а.



**Рис. 4. Схема опытной установки:**

1 – термостат ТС-80М; 2 – опытная система; 3 – эталонная система; 4 – термопары (медь – константан); 5 – плата сбора данных PCI-6010



**Рис. 5. Графики зависимостей  $\Theta_1(0, Fo_1) = f(Fo_1)$  (а) и  $\ln \Theta_1(0, Fo_1) = f(Fo_1)$  (б) для эталонной системы**



По данным экспериментов с эталоном по формуле (6) вычисляют первое собственное значение задачи Штурма–Лиувилля  $\varepsilon_{11}^2$  как тангенса угла наклона прямолинейного участка графика функции  $\ln \Theta_1(0, Fo_1) = f(Fo_1)$ , представленного на рис. 5, б. Полученные в ходе экспериментов данные показывают, что в диапазоне  $0,2 < \Theta < 0,6$  находится прямолинейный участок зависимости  $\ln \Theta_1(0, Fo_1) = f(Fo_1)$ , что подтверждает выполненные выше теоретические расчеты.

Из решения задачи (2) – (4) определяют  $Bi_1$ , а далее коэффициент теплоотдачи  $\alpha$ .

Результаты экспериментов с опытной системой представлены на рис. 6, а.

По полученным данным были построены графики зависимости (рис. 6, б)  $\ln \Theta_2(0, \tau) = f(\tau)$ , из которых определены значения параметра  $A$ .

Сводные результаты обработки экспериментальных данных представлены в табл. 1.

В результате расчетов получили следующие теплофизические свойства исследуемых образцов нута  $\lambda = 0,24$  Вт/(м·К),  $a = 1,8 \cdot 10^{-7}$  м<sup>2</sup>/с.

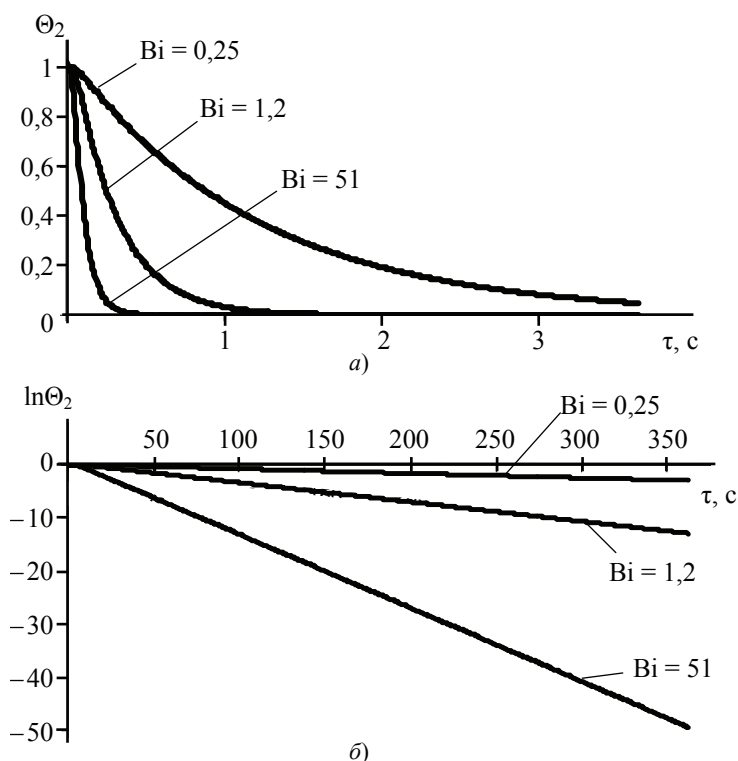


Рис. 6. Графики зависимостей  $\Theta_2(0, \tau) = f(\tau)$  (а) и  $\ln \Theta_2(0, \tau) = f(\tau)$  (б) для опытной системы

Таблица 1

Сводные результаты экспериментов

№ опыта	$\varepsilon_{11}^2$	$Bi_1$	$\alpha$	$A/R^2$	$A \cdot 10^7$
1	0,64	0,25	14	-0,009	1,10
2	2,83	1,2	67	-0,036	4,41
3	9,30	50,0	2785	-0,14	17,15

## Выводы

Результаты измерения ТФС образцов нута при параметрах эксперимента  $0,25 < Bi < 51$  и  $5 < T_0 - T_c < 10$  показали, что при использовании для расчетов ТФС экспериментальных данных из диапазона  $0,2 < \Theta < 0,6$  погрешности вычисления теплопроводности и температуропроводности будут минимальными.

Таким образом, для автоматизации процесса обработки экспериментальных данных на ЭВМ можно программно отслеживать значение безразмерной температуры  $\Theta$ . Значение  $\Theta^{**} = 0,2$  служит критерием окончания эксперимента, а для расчетов ТФС следует использовать данные из диапазона  $0,2 < \Theta < 0,6$ .

### Список литературы

1. Осипова, В.А. Экспериментальное исследование процессов теплообмена / В.А. Осипова. – 2-е изд., перераб. и доп. – М. : Энергия, 1969. – 392 с.
2. Чиркин, В.С. Теплопроводность промышленных материалов / В.С. Чиркин. – М. : Машгиз, 1962. – 245 с.
3. Лыков, А. В. Теория теплопроводности / А.В. Лыков – М. : Высшая школа, 1967. – 599 с.
4. Теоретические и практические основы теплофизических измерений / С.В. Пономарев [и др.]. – М. : Физматлит, 2008. – 408 с.
5. Карташов, Э.М. Аналитические методы в теории теплопроводности твердых тел : учеб. пособие / Э.М. Карташов. – 2-е изд., доп. – М. : Высшая школа, 1985. – 480 с.
6. Балабанов, П.В. Повышение точности измерения теплопроводности путем введения критерия управления ходом измерения / П.В. Балабанов, А.В. Трофимов // Метрология, стандартизация, сертификация и управление качеством продукции : программа, материалы шк.-семинара молодых ученых / Тамб. гос. техн. ун-т. – Тамбов, 2003. – С. 137.

---

## Improvement of Accuracy of Measuring Technique of Thermo-Physical Properties through Selection of Rational Parameters of Operation and Experimental Data Processing

S.V. Ponomarev<sup>1</sup>, P.V. Balabanov<sup>1</sup>, V.F. Sorochinsky<sup>2</sup>, A.S. Shchekochikhin<sup>1</sup>

*Department "Automated Systems and Devices", TSTU (1);  
All-Russian Research Institute of Grain and Products  
of its Processing, Russian Agricultural Academy (2);  
pav-balabanov@yandex.ru*

**Key words and phrases:** measurement accuracy improvement; regular model of 1<sup>st</sup> type; Sturm-Liouville problem.

**Abstract:** The paper develops the theory of two-alpha method for measuring a set of thermo-physical characteristics. The ways of processing experimental data depending on the procedure of experiment running are proposed. On the basis of error estimation for determining thermo-physical characteristics the ways of improving measurement accuracy are put forward.

**Erhöhung der Exaktheit der Methode der Messung  
der wärmephysikalischen Eigenschaften infolge der Auswahl  
der rationalen Parameter der Experimentdurchführung  
und der Bearbeitung der Experimentangaben**

**Zusammenfassung:** Es ist die Theorie der Methode der zwei Alfa für die Messung des Komplexes der wärmephysikalischen Charakteristiken entwickelt. Es sind die Arten der Bearbeitung der Experimentalangaben je nach der Experimentdurchführung vorgeschlagen. Auf Grund der Einschätzung des Fehlers der Bestimmung der wärmephysikalischen Charakteristiken sind die Vorschläge für die Erhöhung der Messungsexaktheit angegeben.

---

**Augmentation de la méthode de la mesure des propriétés thermophysiques  
au dépends du choix des paramètres rationnels de la mise en oeuvre de  
l'expérience et du traitement des données**

**Résumé:** Est évaluée la théorie de deux alphas pour la mesure du complexe des caractéristiques thermophysiques. Sont proposés les moyens du traitement des données expérimentales compte tenue des variants la mise en oeuvre des expériences. A la base de l'évaluation de l'erreur de la définition des caractéristiques thermophysiques sont données les propositions sur l'augmentation de l'exactitude de la mesure.

---

**Авторы:** *Пономарев Сергей Васильевич* – доктор технических наук, профессор, заместитель заведующего кафедрой «Автоматизированные системы и приборы»; *Балабанов Павел Владимирович* – кандидат технических наук, доцент кафедры «Автоматизированные системы и приборы», ГОУ ВПО «ТГТУ»; *Сорочинский Владимир Федорович* – доктор технических наук, заместитель директора ГНУ ВНИИЗ Россельхозакадемии; *Щекочихин Андрей Сергеевич* – магистрант группы НГ-61, ГОУ ВПО «ТГТУ».

**Рецензент:** *Коновалов Виктор Иванович* – доктор технических наук, профессор кафедры «Химическая инженерия», ГОУ ВПО «ТГТУ».

---