

3. Ванчиков В. Ц. Гидродинамические свойства и методы управления вязким подслоем технических систем: Дис. ... канд. техн. наук. — Улан-Удэ, 2001.
4. Эфрос А. Л. Физика и геометрия беспорядка. — М.: Наука, 1982. С. 119.
5. Нагорный В. С., Денисов А. А. Устройство автоматики гидро- и пневмосистем. — М.: Высш. шк., 1991. С. 18.

6. Архангельский М. М. Курс физики. Механика. — М.: Просвещение, 1975.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика. Электродинамика. — М.: Наука, 1976. С. 20.
8. Суорц К. Э. Необыкновенная физика обыкновенных явлений. — М.: Наука, 1986. Т. 1. С. 223.

Статья поступила в редакцию 16 июня 2005 г.

## Hydrodynamics of covering phenomenas in system of the automation

V. C. Vanchikov

Irkutsk railway state university, Irkutsk, Russia

*With positions of the generalities of the manifestation of contact power is analysed connection particles to liquids, running through the drafty capillary tube, to nagged layer (in the event of covering phenomenas). The condition was found of the origin of connection interactions of the particles of the flow to liquids with particle nagged layer.*

УДК 536.24

## Экспериментальное исследование лучистого теплообмена между телами

В. А. Сухнев

ЦНИИМаш, г. Королев, Россия

*Проведено экспериментальное исследование лучистого теплообмена между телами с целью проверки ряда предположений, используемых при теоретических расчетах подобных процессов.*

При расчете лучистого теплообмена между телами, находящимися в диатермической среде, как правило, делается ряд предположений. Принимается, что тела являются серыми, диффузно излучающими и диффузно отражающими [1—5]. Справедливость этих предположений для расчета лучистого теплообмена может быть проверена лишь экспериментально. Этому вопросу и посвящена настоящая работа.

Экспериментально исследовался лучистый теплообмен между двумя параллельными соосными дисками с различными значениями степени черноты поверхности  $\varepsilon$ . В качестве излучающих покрытий использовались черный лак, алюминиевая краска и полированная медь. Результатом исследований явилось определение лучистого сальдо, т. е. теплового потока, теряемого диском за счет теплообмена с другим диском и с окружающим пространством. Определение лучистого сальдо проводилось с помощью калориметрирования в стационарных условиях. Для этой цели была использована калориметрическая модель, схема которой приведена на рис. 1. Излучающим телом является медный диск 1 с покрытием 2, имеющим заданное значение степени черноты  $\varepsilon$ . На обратной стороне диска расположен подогреватель 3 из нихромовой проволоки диаметром 0,1 мм.

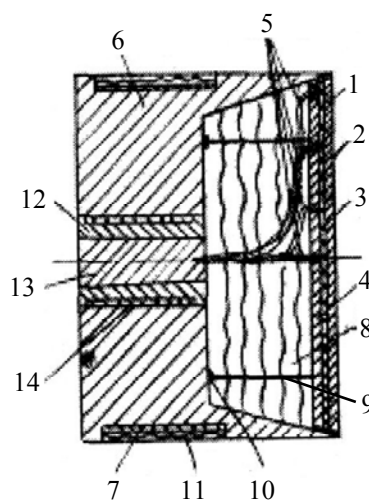


Рис. 1. Схема калориметрической модели

Подогреватель 3 закрыт вторым медным диском 4 с отверстиями для прохода проводов к подогревателю и прохода четырех хромель-копелевых термопар 5, припаянных к диску 1 серебряным припоем. Одна термо-

пара расположена в центре диска, а остальные — на равных расстояниях по его радиусу. Подогреватель 3 и диск 4 крепятся к диску 1 с помощью термостойкого клея. Величина лучистого сальдо определялась как количество энергии, выделяемой в подогревателе. Для повышения точности эксперимента необходимо было свести к минимуму потери этой энергии. Под потерями в данном случае подразумеваются все тепловые потоки, уходящие с подогревателя не за счет излучения с лицевой поверхности диска 1. Потери могут иметь место за счет излучения с боковой и торцевой поверхностей дисков 1 и 4 и подогревателя 3, а также за счет теплопроводности по термопарам, электрическим проводам и узлам крепления. Для уменьшения этих потерь служат остальные части калориметрической модели. Корпус 6, изготовленный из меди, имеет на боковой поверхности подогреватель 7, позволяющий получать на корпусе температуру, близкую к температуре диска 1, расположенного в корпусе "заподлицо". Для уменьшения лучистого теплообмена между диском 4 и корпусом 6 использовались экраны из металлизированной полимерной пленки 8. Крепление диска 4 к корпусу 6 осуществлялось с помощью малотеплопроводных тонких титановых стержней 9 и эпоксидной смолы 10. Для уменьшения потерь тепла с подогревателя 7 он закрыт несколькими слоями металлизированной пленки 11. Утечки тепла по подводящим проводам и термопарам сводились к минимуму за счет использования специального компенсатора, состоящего из медного усеченного корпуса 12 с отверстием и разрезного усеченного корпуса 13 из меди, служащего для зажима в корпусе 12 проводов и термопар. Температура корпуса 12 поддерживается подогревателем 14 на уровне температуры диска 1. Разность этих температур контролируется дифференциальной термопарой.

Проведенные оценки показали, что утечки тепла по электрическим проводам и термопарам не превышают 0,5 % от лучистого сальдо для наихудшего случая и меньше 0,01 % — для наилучшего. Максимально возможные потери тепла за счет излучения с боковой поверхности диска 1 заведомо меньше 0,1 %, а за счет излучения с боковой поверхности диска 4 — не превышают 0,5 % в наихудшем случае и 0,01 % — в наилучшем. Утечки тепла по узлам крепления составляют менее 1 % в наихудшем случае и около 0,01 % — в наилучшем.

Таким образом, конструкция калориметрической модели позволила свести утечки тепла с диска 1 до 2 % в случае, когда излучающая поверхность — полированная медь и до 0,1 % — в случае, когда излучающей поверхностью является черная краска. Величина погрешности определения количества тепла, выделившегося в подогревателе за счет потерь в подводящих проводах, не превышает 0,5 %. Неравномерность распределения температуры по диску за счет зазора между витками подогревателя, согласно оценкам, не превышает 0,1 °С.

Калориметрическая модель обменивается лучистой энергией с температурной моделью, представляющей собой часть калориметрической модели и состоящей из дисков 1 и 4 подогревателя 3 и термопар 5 (см. рис. 1).

Температурная модель крепится к координатнику, обеспечивающему ее перемещение относительно неподвижной калориметрической модели.

Обе модели располагаются внутри черного сплошного экрана цилиндрической формы, охлаждаемого жидким азотом. Для обеспечения перемещения температурной модели в экране имеется длинная узкая прорезь. Экран в свою очередь располагается внутри камеры, давление в которой во время проведения измерений составляло порядка  $10^{-3}$  Н/м<sup>2</sup>. При этом давлении конвективные тепловые потоки не оказывают влияния на лучистый теплообмен между телами. Для подвода жидкого азота к экрану используется специальное устройство в виде фланца, в котором центральная часть, содержащая криогенные трубопроводы, соединяется с наружной уплотняющей частью с помощью тонкой мембраны. Для предотвращения разрыва мембраны за счет перепада давлений она оперта на кольцо из теплоизоляционного материала, подкрепленное металлической арматурой. Давление в камере измеряется ионизационно-термопарным вакуумметром типа ВИТ-1А с погрешностью не более  $\pm 10$  %. Температура черного экрана измеряется медь-константановыми термопарами, а температура в различных точках дисков — хромель-копелевыми. Для повышения точности измерений не допускается каких-либо разъемов в цепи термопар. Вывод последних к регистрирующему прибору из вакуумной камеры осуществляется специальным устройством, изображенным схематически на рис. 2.

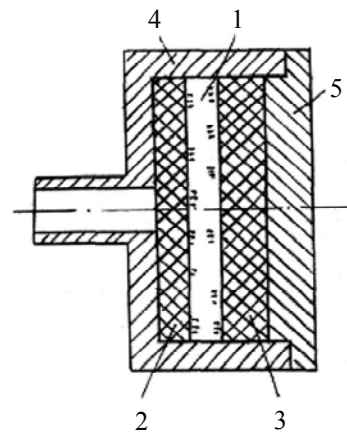


Рис. 2. Устройство для ввода термопар в вакуумную камеру

Все провода пропускаются без изоляции через диск из вакуумной резины 1, зажатый между двумя дисками 2 и 3 из оргстекла. Сжатие осуществляется в специальном стакане 4 с помощью прижимного фланца 5. Для прохода проводов в дисках из оргстекла имеются специальные отверстия. Для получения более надежного уплотнения эти отверстия смещены одно относительно другого. Стакан соединяется со штуцером в стенке вакуумной камеры трубкой из вакуумной резины. Холодный спай термопар помещается в сосуд Дюара, заполненный тающим льдом, температуру которого измеряют лабораторным термометром типа ТЛ-4 с ценой деления 0,1°

Для повышения точности измерений производилась индивидуальная градуировка термопар с помощью

термометров того же типа. Регистрация термоЭДС осуществляется потенциометром постоянного тока типа КП-59 класса 0,05. В процессе работы была использована оптическая приставка, позволяющая доводить чувствительность потенциометра до 0,02 мВ. Для хромель-копелевой термопары это приводит к погрешности, составляющей 0,25 %.

Источником питания подогревателей калориметрической и температурной моделей служат аккумуляторы, дающие напряжение 12 В. Для регулирования величины напряжения, подводимого к подогревателю, используются лабораторные реостаты. Падение напряжения на подогревателе измеряется милливольтметром с погрешностью не более 0,3 %. Измерение силы тока в цепи подогревателей осуществляют миллиамперметром с погрешностью не более 0,2 %.

Экспериментальное исследование лучистого теплообмена между дисками состояло из трех этапов.

- На первом этапе экспериментально определялись величины тепловых утечек с калориметрической модели. Необходимость этого определения обуславливалась в основном отличием реальной модели от изображенной на рис. 1.

Дополнительные источники погрешности в определении лучистого сальдо к проанализированным выше могли возникать за счет неточности установки излучающего диска в корпусе, неравномерности температуры корпуса, особенно вблизи диска, неучтенного контакта между диском и корпусом, а также за счет случайного контакта проводов с корпусом или диском и т. д. Иными словами, дополнительные источники погрешности являются технологическими, т. е. не поддающимися предварительному теоретическому анализу. Их определение производилось следующим образом.

Диски калориметрической и температурной моделей устанавливались параллельно друг другу с минимальным зазором  $h = 0,01D$  (где  $D$  — диаметр диска). Значения температур обеих моделей поддерживались равными с погрешностью не более 0,2 °С. В этом случае утечка тепла за счет технологических погрешностей равна разности количеств тепла, выделяющегося в подогревателе калориметрической модели  $Q_g$  и уходящего в зазор между моделями  $Q_{sp}$ . Величина  $Q_g$  равна разности между полной мощностью, определяемой как произведение тока в цепи  $J_1$  на падение напряжения  $U_1$ , и потерями тепла в подводящих проводах  $Q_w$ .

Таким образом, величина технологической утечки  $Q_t$  определяется из соотношения

$$Q_t = J_1 U_1 - Q_w - Q_{sp}. \quad (1)$$

Сопротивление подводящих проводов согласно проведенным расчетам равнялось ~0,2 Ом. Следовательно,  $Q_w \cong 0,2J_1^2$ .

Величина  $Q_{sp}$  определялась по формуле [2]

$$Q_{sp} = \frac{\varepsilon_1}{1 - \varepsilon_1} \left[ 1 - \frac{E_{ef1}}{\sigma T_1^4} \right] \sigma T_1^4 F_1,$$

где  $E_{ef}$  — эффективное излучение диска калориметрической модели;

$\varepsilon$  — степень черноты;

$\sigma$  — коэффициент излучения абсолютного черного тела;

$T$  — температура диска;

$F$  — площадь диска.

Индексом "1" обозначены величины, относящиеся к калориметрической модели.

Величина эффективного излучения диска определялась из соотношения

$$E_{ef1} = \frac{\varepsilon_1 \sigma T_1^4 + (1 - \varepsilon_1) \varepsilon_2 \varphi_{12} \sigma T_2^4}{1 - (1 - \varepsilon_1)(1 - \varepsilon_2) \varphi_{12} \varphi_{21}}.$$

Здесь  $\varphi_{12}$  и  $\varphi_{21}$  — угловые коэффициенты дисков калориметрической и тепловой модели, соответственно. Индексом "2" обозначены величины, относящиеся к температурной модели. При определении величин  $E_{ef1}$  и  $Q_{sp}$  значения  $T_1$  и  $T_2$  определялись экспериментально, а значения  $\varphi_{12}$ ,  $\varphi_{21}$ ,  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$  — по литературным данным [1—5]. Зная величину  $Q_{sp}$ , можно по формуле (1) определить величину технологической утечки  $Q_t$ . Эта величина была определена для всех излучающих покрытий во всем диапазоне температур  $T_1$ , имевшем место при исследовании лучистого теплообмена между дисками.

- На втором этапе экспериментов уточнялись значения коэффициентов излучения для исследуемых покрытий. С этой целью определялось лучистое сальдо диска калориметрической модели в отсутствие второго диска. Для стационарных условий имеет место уравнение теплового баланса.

$$Q_g = Q_t + Q_{r1} - Q_d - Q_{sh},$$

где  $Q_g$  — количество тепла, выделяемого в диске калориметрической модели;

$Q_{r1}$  — лучистое сальдо диска;

$Q_d$  — тепловой поток, поглощаемый диском за счет лучистого теплообмена со стенками черного экрана, охлаждаемого жидким азотом;

$Q_{sh}$  — тепловой поток, поглощаемый диском за счет лучистого теплообмена со стенками вакуумной камеры через щель в черном экране, предназначенную для движения температурной модели.

Так как выполняется соотношение  $Q_g = J_2 U_2 - Q_w$ , то выражение для  $Q_{r1}$  имеет вид

$$Q_{r1} = J_2 U_2 - Q_w - Q_t + Q_d + Q_{sh}.$$

Величина  $Q_w$  определяется из соотношения  $Q_w = 0,2J_2^2$ , величина  $Q_t$  — по результатам первой серии экспериментов,  $Q_d$  и  $Q_{sh}$  — расчетным путем.

Погрешность их расчета практически не вносит изменения в определение величины  $Q_{r1}$  ввиду их малости.

Коэффициент излучения покрытия определялся по формуле

$$\varepsilon_1 = \frac{Q_{r1}}{\sigma T_1^4 F_1}$$

• На третьем этапе экспериментов определялась величина  $Q_n$  при различных значениях расстояния между дисками калориметрической и температурной моделей и различных значениях  $T_1$  и  $T_2$ . Величина лучистого сальдо для стационарных условий определялась из уравнения теплового баланса

$$Q_{r1} = J_{sp} U_{sp} - Q_w - Q_t + Q_d + Q_{sh}$$

Величина  $Q_t$  определялась по результатам первого этапа экспериментов;  $Q_w \cong 0,2 \cdot J_{sp}^2$ ; величины  $Q_d$  и  $Q_{sh}$  рассчитывались с учетом наличия температурной модели.

Анализ результатов измерений и расчетов показал, что в наилучшем случае (диск калориметрической модели покрыт черной краской) относительная погрешность определения величины  $Q_{r1}$  не превышала 1 %, а в наихудшем (излучающие поверхности—полированная медь) достигала 12 %.

На основе результатов экспериментов, проведенных на втором этапе, было получено, что сферический коэффициент излучения для черной краски равен 0,95, для алюминиевой — 0,375 и для полированной меди — 0,062.

Эти данные находятся внутри интервалов значений, приводимых в литературе для указанных материалов с учетом состояния поверхности, ее состава, обработки и т. д. Экспериментальные данные по определению лучистого сальдо диска калориметрической модели приведены на рис. 3, а, б в виде зависимости  $E_{ef}/\varepsilon E_0$  (где  $E_0 = \sigma T^4$ ) от расстояния между дисками  $h/D$ , (где  $D$  — диаметр диска) для различных значений  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$   $d = (T_2/T_1)^4$ . Выбор значений преследовал цель изучения лучистого теплообмена между дисками в возможно более широком диапазоне коэффициентов излучения. Эксперименты были проведены при двух значениях  $d$ . Условие  $d \geq 1$  было выбрано в целях исследования более интересного для практики случая, когда на рассматриваемый элемент попадает большое количество лучистой энергии от сильно нагретого тела. При  $d < 1$  излучение калориметрического диска близко к излучению в космическое пространство, особенно при больших значениях расстояния между дисками. Величина минимального расстояния между дисками выбиралось из условия, чтобы лучистое сальдо было значительно больше величины  $Q_t$ .

Из данных рис. 3, а, б видно, что характер зависимостей остается качественно одинаковым для всех комбинаций значений  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  и  $d$ . При увеличении  $d$  для  $h/D = \text{const}$   $E_{ef}$  возрастает. Чем меньше значения  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ , тем сильнее зависимость  $E_{ef}$  от  $h/D$ . Для тех же значений  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  и  $d$ , которые имели место в эксперименте, на рис. 3, а, б сплошными кривыми показаны результаты расчета  $E_{ef}$  в предположении, что тела серые, диффузно излучающие и диффузно отражающие. Видно, что во всех случаях имеет место хорошее согласование результатов. Различие между ними тем сильнее, чем меньше  $h/D$

и чем меньше  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ . Увеличение  $d$  при прочих равных условиях приводит к увеличению расхождения экспериментальных и теоретических значений  $E_{ef}$ .

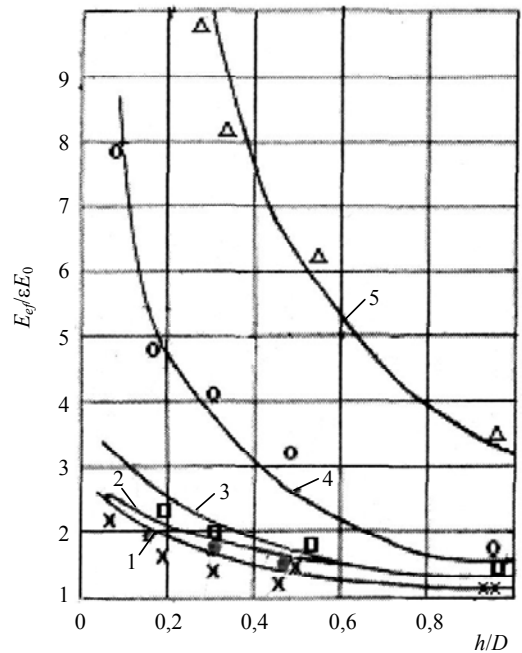
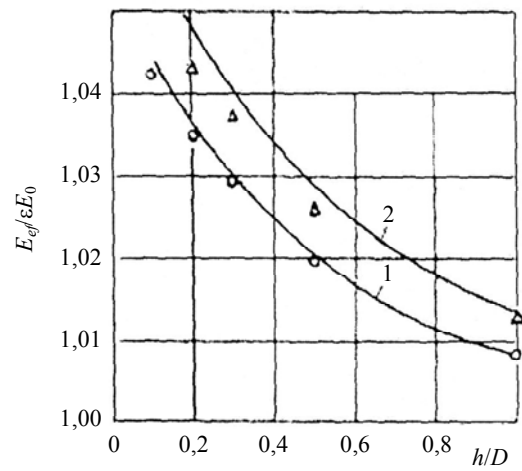


Рис. 3. Сравнение экспериментальных и теоретических результатов по определению плотности эффективного излучения:

- а — 1 —  $d \geq 1$ ; 2 —  $d < 1$ ;
- б —  $\times$  —  $\varepsilon_1 = 0,375, \varepsilon_2 = 0,062, d \geq 1$  (кривая 1);
- —  $\varepsilon_1 = 0,375, \varepsilon_2 = 0,375, d = 1$  (кривая 2);
- —  $\varepsilon_1 = 0,0375, \varepsilon_2 = 0,062, d = 2,4$  (кривая 3);
- —  $\varepsilon_1 = 0,062, \varepsilon_2 = 0,062, d = 1$  (кривая 4);  $\triangle$  —  $\varepsilon_1 = 0,062, \varepsilon_2 = 0,062, d = 2,4$  (кривая 5)

Сравнение данных, полученных при одном значении  $\varepsilon_1$  и при разных значениях  $\varepsilon_2$  показывает, что величина расхождения  $\chi$  между расчетными и экспериментальными данными остается практически постоянной. При  $\varepsilon_2 = \text{const}$  эта величина уменьшается с ростом  $\varepsilon_1$ . Для  $\varepsilon_1 = 0,95$  величина  $\chi$  не превышает 0,5 % при  $\varepsilon_2 \geq 0,062$ . Из приведенных на рис. 3, а, б данных следует также,

что в первом приближении можно пренебречь влиянием  $d$  на величину  $\chi$  при  $d < 2,5$  и  $\varepsilon_1 > 0,35$ .

На рис. 4 величина  $\chi$  дана в зависимости от углового коэффициента  $\varphi_{12}$  калориметрического диска относительно температурного. Видно, что для  $\varepsilon_1 = 0,95$  и  $\varepsilon_2 = 0,375$  имеет место максимум при  $\varphi_{12} = 0,85$ . Для  $\varepsilon_1 = 0,062$  четко выраженный максимум отсутствует, хотя ход кривых и не противоречит факту наличия максимума при значениях  $\varphi_{12}$ , близких к единице. Максимально возможные значения приведены на рис. 5 в зависимости от  $\varepsilon_1$ .

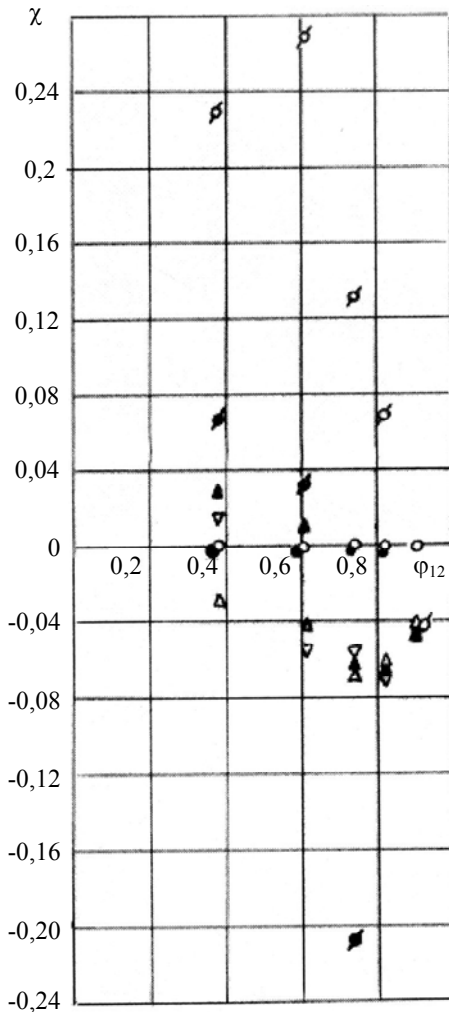


Рис. 4. Величина расхождения между экспериментальными и теоретическими значениями плотности эффективного излучения:

○ —  $\varepsilon_1 = 0,95, \varepsilon_2 = 0,062, d = 1$ ; ● —  $\varepsilon_1 = 0,95, \varepsilon_2 = 0,062, d = 2,4$ ; △ —  $\varepsilon_1 = 0,375, \varepsilon_2 = 0,375, d = 1$ ; ▲ —  $\varepsilon_1 = 0,375, \varepsilon_2 = 0,062, d = 1$ ; ▽ —  $\varepsilon_1 = 0,375, \varepsilon_2 = 0,062, d = 2,4$ ; ◌ —  $\varepsilon_1 = 0,062, \varepsilon_2 = 0,062, d = 1$ ; ● —  $\varepsilon_1 = 0,062, \varepsilon_2 = 0,062, d = 2,4$

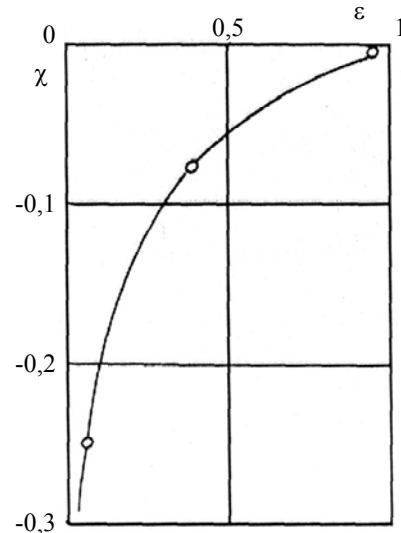


Рис. 5. Максимальная величина расхождения между экспериментальными и теоретическими значениями плотности эффективного излучения

На основе вышеприведенных экспериментальных данных можно утверждать, что схема диффузного излучения и отражения в предположении, что тела являются серыми, может быть широко использована при расчете лучистого теплообмена между телами. Возникающая при этом погрешность в определении плотности эффективного излучения не будет превышать 10 %, если наименьшее значение коэффициента излучения не ниже 0,3, что имеет место практически для всех неметаллических тел, а также для окисленных металлов.

#### Литература

1. Блох А. Г. Основы теплообмена излучением. — М.: Госэнергоиздат, 1962. — 332 с.
2. Суринов Ю. А. Интегральные уравнения теплового излучения и методы расчета лучистого теплообмена в системах серых тел, разделенных диатермической средой // Известия АН СССР. Сер. ОТН, 1948. № 7.
3. Кутателадзе С. С., Боришанский В. Н. Справочник по теплопередаче. — М.: Госэнергоиздат, 1959. — 414 с.
4. Сперроу Э. М., Сесс Р. Д. Теплообмен излучением. — М.: Энергия, 1971. — 296 с.
5. Зигель Р., Хауэлл Дж. Теплообмен излучением. — М.: Мир, 1975. — 934 с.

Статья поступила в редакцию 17 января 2006 г.

## Experimental examination of radiation heat exchange between bodies

V. A. Sukhnev

Central Research Institute of Machine-building, Korolev, Russia

*The experimental examination of radiation heat exchange between bodies is made with the purpose of checkout of a series of the guesses used at the theoretical calculations for the similar processes.*

УДК 621

## Дифференциальные уравнения с периодическими коэффициентами в электродинамике СВЧ

И. Н. Антонов, А. В. Пивоваров

Саратовский государственный технический университет, г. Саратов, Россия

Г. А. Овчинникова

Московский авиационный институт (Технический университет), Москва, Россия

*Рассмотрена методика применения уравнений Матье к типовым задачам СВЧ-электродинамики.*

**Периодические решения однородных линейных дифференциальных уравнений с периодическими коэффициентами**

К уравнениям Матье сводятся многие физические и электродинамические задачи. Эти уравнения позволяют определить области устойчивости, неустойчивости и квазипериодических колебаний. Физический смысл неустойчивого решения заключается в том, что при определенных соотношениях между коэффициентом вариации параметра и относительной частотой этой вариации в контуре могут возникнуть колебания с неограниченно возрастающей амплитудой. Источником энергии возникновения этих колебаний является источник, осуществляющий вариацию параметра.

В случае распространения волны любой природы через периодическую структуру мы приходим к решениям, которые получаем в результате анализа дифференциальных уравнений с периодическими коэффициентами.

Рассмотрим уравнение

$$P_0(t) \frac{d^n x}{dt^n} + P_1(t) \frac{d^{n-1} x}{dt^{n-1}} + \dots + P_{n-1}(t) \frac{dx}{dt} + P_n(t) x = 0, \quad (1)$$

где  $P_0(t), P_1(t), \dots, P_n(t) \in (-\infty, +\infty)$  — непрерывны и имеют период  $\omega > 0$ .

Положим для  $P_0(t) > 0$ ,  $P_k(t + \omega) = P_k(t)$ ,  $t \in (-\infty, +\infty)$  и  $k = 0, 1, \dots, n$ .

Причем, если  $X_1(t), X_2(t), \dots, X_n(t)$  образует фундаментальную систему решения уравнения (1), то функции

$$X_1(t + \omega), X_2(t + \omega), \dots, X_n(t + \omega)$$

также образуют систему решений этого уравнения, так как при замене переменных  $t$  на  $(t + \omega)$  уравнение не меняется.

Будем искать решение  $X(t)$  уравнения (1) такое, что

$$X(t + \omega) = \rho X(t), \quad t \in (-\infty, +\infty),$$

где  $\rho$  — постоянный коэффициент, который можно представить также как такие постоянные  $C_1, C_2, C_3, \dots, C_n$ , что хотя бы одна из них была отлична от нуля, и решение уравнения (1)

$$X(t) = C_1 X_1(t) + C_2 X_2(t) + \dots + C_n X_n(t)$$

удовлетворяет соотношению

$$\sum_{i=1}^n c_i x_i(t + \omega) = \rho \sum_{k=1}^n c_k x_k(t)$$

при выполнении условия

$$\sum_{k=1}^n \left( \sum_{i=1}^n c_i a_{i,k} - \rho c_k \right) x_k(t) = 0. \quad (2)$$

Поскольку функции  $X_1(t), X_2(t), \dots, X_n(t)$  линейно независимы, равенство (2) приводит к системе уравнений

$$\begin{aligned} a_{i,k} c_i + \dots + a_{k-1,k} c_{k-1} + (a_{k,k} - \rho) c_k + \\ + a_{k+1,k} c_{k+1} + \dots + a_{n,k} c_n = 0 \\ k \in (1, 2, \dots, n). \end{aligned}$$

Можно считать очевидным, что эта система относительно неизвестных  $C_1, C_2, \dots, C_n$  имеет нулевое решение тогда и только тогда, когда  $\rho$  равно корню уравнения, получаемого путем приравнивания нулю определителя так называемой характеристической матрицы