

# ГЛАВА 16. ТЕОРИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ

## 16.1. Исходные положения

*Динамическими* принято называть методы измерения теплофизических свойств в условиях монотонного разогрева (охлаждения) исследуемых образцов в широком температурном интервале при незначительных температурных перепадах внутри самого образца. Методы этой группы, в отличие от регулярных методов и методов других групп, позволяют в одном опыте определять теплофизические свойства образца как функции температуры. Являясь изначально ориентированными на исследование температурной зависимости теплофизических свойств, динамические методы опираются на приближенные решения нелинейного уравнения теплопроводности. Однако по практическим соображениям найденные нелинейные решения используются в основном для установления рабочих границ известных линейных *квазистационарных методов*, опирающихся на решения уравнения теплопроводности с постоянными коэффициентами при краевых условиях второго рода.

Следовательно, методологическую основу динамических методов составляют квазистационарные методы, с их относительно простыми расчетными формулами, предполагающими линейный разогрев (охлаждение) образца с одинаковой во всех его точках скоростью. Указанное обстоятельство позволяет существенно упростить изложение теоретических основ динамических методов. В частности, появляется возможность ограничиться на предварительном этапе анализом *линейных задач теплопроводности*, в которых однородное тело или система однородных тел конечных размеров разогревается *монотонно* под воздействием слабо изменяющегося теплового потока, когда внутри образца сохраняется *практически однородное поле скоростей*.

Учетом также, что исследования материалов динамическими методами проводятся только на образцах простейшей формы с одномерными температурными полями, причем, как и в регулярных методах, начальная и переходная стадии из расчетов исключаются.

Таким образом, нас будет интересовать ограниченный набор линейных задач монотонного разогрева однородных и составных тел простейшей формы (пластина, цилиндр, шар, диск и стержень), что дает возмож-

ность исключить на данном этапе учет особенностей конструктивного оформления тепловой ячейки.

Обоснованию условий, при выполнении которых найденные ниже расчетные соотношения позволят нам определять теплофизические характеристики как функции температуры, будет посвящен последний параграф этой главы.

## 16.2. Стержень, разогреваемый внутренним тепловым источником

Пусть имеется тонкий длинный стержень, находящийся в конвективно-лучистой среде постоянной температуры  $t_c$ . Стержень интенсивно разогревается внутренним или поверхностным тепловым источником мощностью  $W(\tau)$ . Предполагается, что при малом сечении стержня в нем на протяжении всего опыта сохраняется равномерное температурное поле. Следовательно, рассматриваемая задача не нуждается в решении уравнения теплопроводности и представляет интерес только при определении теплоемкости материалов, позволяя в простейших условиях изучать ее как функцию температуры.

Для анализа особенностей разогрева стержня воспользуемся уравнением теплового баланса системы “стержень – тепловой источник – среда”, согласно которому

$$c(t)Mb(\tau) = W(\tau) - K(t)[t(\tau) - t_c], \quad (16.2.1)$$

где  $M$  – масса рабочего участка стержня, кг;  $W(\tau)$  – полная мощность теплового источника на рабочем участке, Вт;  $K(t)$  – эффективная теплоотдача в среду с поверхности рабочего участка стержня, Вт/К;  $b(t)$  – скорость разогрева стержня.

Для определения теплоемкости  $c(t)$  стержня необходимо знать эффективную теплоотдачу  $K(t)$  стержня и в опыте зарегистрировать температуру  $t(\tau)$  и мощность электрического источника  $W(\tau)$ . Температурная кривая  $t(\tau)$  используется для вычисления скорости разогрева стержня  $b(t)$  как функции температуры  $t$ .

Обычно применяются два варианта измерений теплоемкости стержней. В первом варианте в качестве образца используется тонкая проволочка, разогреваемая электрическим током большой мощности. Создаются такие условия разогрева, при которых тепловые потери образца в среду становятся пренебрежимо малыми. Температура образца измеряется косвенно, через заранее найденную температурную зависимость удельного электрического сопротивления проволочки. Расчетная формула имеет вид

$$c = \frac{W[t(\tau)]}{Mb[t(\tau)]}, \quad (16.2.2)$$

где  $b[t(\tau)]$  – скорость разогрева проволоочки.

Во втором варианте образец сначала нагревается электрическим током до заданной верхней температуры, затем источник тока выключается и образец свободно охлаждается в той же среде. Особенности опыта показаны на графике рис. 16.2.1. Совместная обработка кривых  $t_w(\tau)$ ,  $t_o(\tau)$  позволяет вычислять теплоемкость образца как функцию температуры по формуле

$$c(t)M = W(t) / [b_w(t) + |b_o(t)|]. \quad (16.2.3)$$

Второй вариант допускает относительно медленный разогрев тонких стержней, поэтому его удастся применять при изучении теплоемкости диэлектриков. Исследуемый образец в этом случае размещают внутри тонкостенной металлической трубки или проволоочной спирали, которую разогревают пропускаемым через нее электрическим током, сохраняя внутри образца практически равномерное температурное поле. Обобщенный метод измерения теплоемкости стержней в режиме нагрева – охлаждения будет рассмотрен отдельно в главе 17. Метод привлекателен тем, что не нуждается в специальной тепловой ячейке.

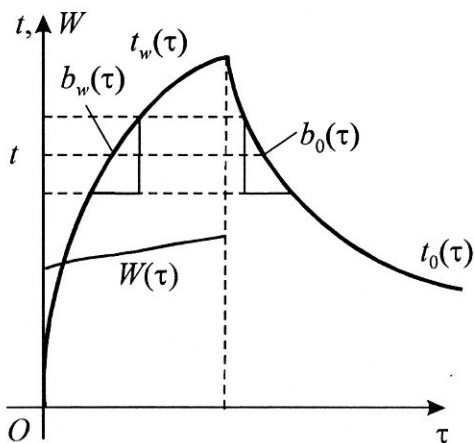


Рис. 16.2.1

Особенности реализации рассмотренного метода в области криогенных, низких, умеренных и высоких температур (от 6 до 2000 К) более подробно изложены в работах [3.4, 3.5, 3.26, 3.30, 3.32].

### 16.3. Пластина, цилиндр и шар при симметричном монотонном разогреве

Предполагается, что исследуемый образец имеет форму пластины толщиной  $2R$ , сплошного цилиндра или шара радиусом  $R$  и разогревается под воздействием слабо и монотонно изменяющегося во времени наружного теплового потока с равномерной поверхностной плотностью  $q_n(\tau)$ . Температурной зависимостью теплофизических свойств образца на данном этапе анализа пренебрегаем. В образце в таких условиях неизбежно формируется одномерное температурное поле  $t(r, \tau)$  – плоское, цилиндрическое или сферическое, причем со временем внутри образца возникает монотонный, близкий к линейному тепловой режим разогрева, со слабо изменяющимся во времени температурным полем  $\vartheta(r, \tau) = t(r, \tau) - t(0, \tau)$ . Все три рассматриваемые задачи (плоская симметричная, цилиндрическая, сферическая) при условии  $q_n = \text{const}$  подробно изучены А.В. Лыковым [3.18]. В частности, известно, что в случае равномерного исходного температурного поля квазистационарная стадия нагрева в образцах наступает уже при значениях критерия Фурье  $Fo = \alpha\tau/R^2 > 0,5$ .

Основным признаком установления монотонной стадии опыта будем считать условие

$$\frac{\partial t(r, \tau)}{\partial \tau} = b(\tau). \quad (16.3.1)$$

Условие (16.3.1) означает, что в установившемся, монотонном режиме скорость разогрева образца  $b(\tau)$  во всех его точках оказывается практически одинаковой, не зависящей от координаты  $r$ . Реально допустимые отклонения от условия (16.3.1) будут детально рассмотрены в конце главы, при анализе искажающего влияния всей совокупности нелинейных факторов, включая температурную зависимость теплофизических коэффициентов.

Ограничимся анализом температурного поля образцов в монотонной стадии опыта, так как при теплофизических измерениях всегда имеется возможность исключить из рассмотрения переходную стадию. Обобщенное линейное уравнение теплопроводности для одномерных температурных полей  $t(r, \tau)$  пластины, цилиндра и шара приобретает вид

$$\frac{d^2 t(r, \tau)}{d r^2} + \frac{n}{r} \frac{d t(r, \tau)}{d r} = \frac{1}{a} b(\tau), \quad (16.3.2)$$

где  $n$  – коэффициент формы образца (у пластины  $n=0$ , у цилиндра  $n=1$ , у шара  $n=2$ ).

Учтем, что температурное поле  $t(r, \tau)$  формируется слабо изменяющимся наружным тепловым потоком, при равномерной плотности  $q_n(\tau)$



на гранях, поэтому уравнение (16.3.2) должно удовлетворять симметричным краевым условиям

$$\frac{d t(0, \tau)}{d r} = 0, \quad -\lambda \frac{d t(R, \tau)}{d r} + q_n(\tau) = 0. \quad (16.3.3)$$

Решение уравнения (16.3.2), если учесть первое условие из (16.3.3), имеет вид

$$t(r, \tau) = t(0, \tau) + \frac{b(\tau)}{2(n+1)a} r^2. \quad (16.3.4)$$

Второе краевое условие из (16.3.3) позволяет конкретизировать скорость разогрева

$$b(\tau) = \frac{(n+1)q_n(\tau)}{c\rho R}. \quad (16.3.5)$$

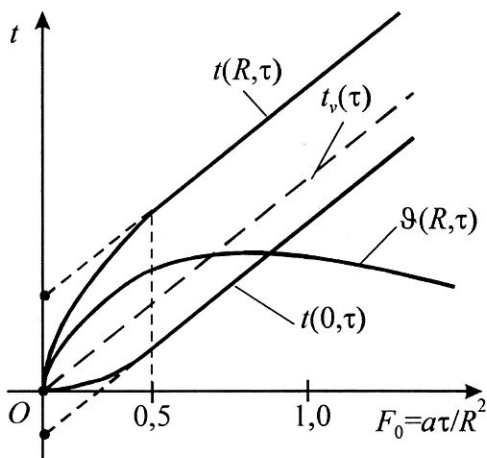


Рис. 16.3.1

Согласно соотношениям (16.3.4), (16.3.5), перепад температуры  $\vartheta(r, \tau) = t(r, \tau) - t(0, \tau)$  внутри образца определяется одинаковой для пластины, цилиндра и шара зависимостью

$$\vartheta(R, \tau) = \frac{q_n(\tau)R}{2\lambda}. \quad (16.3.6)$$

Главные особенности разогрева образца слабо изменяющимся во времени наружным тепловым потоком  $q_n(\tau)$  при симметричных краевых условиях отражены на рис. 16.3.1.

Из выражений (16.3.5), (16.3.6) следует, что на участке симметричного монотонного разогрева образцов заданным потоком плотностью  $q_n(\tau)$  имеется возможность определять теплопроводность, теплоемкость и температуропроводность образца по формулам

$$\lambda = \frac{q_n(\tau)R}{2\vartheta(R, \tau)}, \quad c = \frac{(n+1)q_n(\tau)}{\rho R b(\tau)}, \quad a = \frac{b(\tau)R^2}{2(n+1)\vartheta(R, \tau)}. \quad (16.3.7)$$

Для их расчета необходимо знать перепад температуры  $\vartheta(R, \tau)$  в образце и скорость его разогрева  $b(\tau)$ . Следовательно, тепловая ячейка должна обеспечивать не только известный удельный поток  $q_n(\tau)$ , но также регистрацию температуры  $t(0, \tau)$ ,  $t(R, \tau)$  в центре и на поверхности образца, чтобы через них вычислять скорость нагрева  $b(\tau)$  и перепад температуры  $\vartheta(R, \tau)$ .

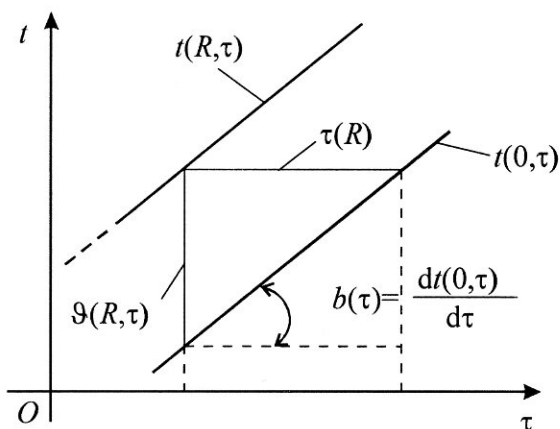


Рис. 16.3.2

Обратим внимание на третью формулу в (16.3.7). В ней скорость нагрева  $b(\tau)$  и перепад температуры  $\vartheta(R, \tau)$  входят в виде отношения. В условиях монотонного, близкого к линейному, разогрева образца отношение перепада  $\vartheta(R, \tau)$  к скорости  $b(\tau)$  на квазилинейном участке опыта должно практически совпадать со временем запаздывания  $\tau(R, t)$  температуры центрального слоя  $t(0, \tau)$  относительно поверхностных слоев  $t(R, \tau)$  образца

$$\tau(R, t) = \frac{\vartheta(R, \tau)}{b(\tau)}. \quad (16.3.8)$$

В справедливости соотношения (16.3.8) можно убедиться, обратившись к графику на рис. 16.3.2. При учете (16.3.8) формула для температуропроводности приобретает вид

$$a = \frac{R^2}{2(n+1)\tau(R,t)}, \quad (16.3.9)$$

что в определенных условиях может существенно упростить графическую и расчетную обработку первичных экспериментальных результатов опыта, так как отпадает необходимость в дополнительной процедуре дифференцирования кривой  $t(0,\tau)$ .

Резюмируя полученные результаты, можно еще раз обратить внимание на следующее. Удалось показать, что в условиях *монотонного* симметричного разогрева образцов простейшей формы (пластина, цилиндр и шар) имеется возможность определять все три теплофизические характеристики изучаемого материала, причем при определенных условиях (будут рассмотрены позднее) даже улавливать в опыте их температурную зависимость. Расчетные формулы в представленном исходном виде имеют простую структуру. В качестве первичной информации при расчетах используются получаемые в опыте сведения о плотности поглощаемого теплового потока  $q_n(\tau)$  и экспериментальных температурных кривых  $t(0,\tau)$ ,  $t(R,\tau)$  в центре и на поверхности образца. Конкретно реализуемые способы получения этой информации, а также область рабочих температур и особенности физико-механических характеристик исследуемых материалов в совокупности будут определять конструкцию тепловой ячейки.

## 16.4. Пластина в режиме несимметричного разогрева

В качестве образца используется пластина толщиной  $2h$ . Через грани пластины проникают слабо изменяющиеся тепловые потоки плотностью  $q_n(\tau)$  и  $q_{-n}(\tau)$ . Пластина частично поглощает их и разогревается со скоростью  $b(x,\tau)$ , имея внутри себя температурное поле  $\vartheta(x,\tau)=t(x,\tau)-t(0,\tau)$ . Допустим, что на установившейся стадии поле скоростей  $b(\tau)$  не зависит от координаты  $x$ . Это условие строго выполняется при разогреве пластины постоянными тепловыми потоками, если ее теплофизические свойства не зависят от температуры. Следовательно, принимая ограничение  $b(\tau)$ , мы в дальнейшем должны будем уточнить его конкретные границы.

В рамках ограничения (16.3.1) уравнение теплопроводности и крайевые условия для пластины приобретают вид

$$\frac{\partial^2 t(x,\tau)}{\partial x^2} = \frac{1}{a} b(\tau), \quad (16.4.1)$$

$$-\lambda \frac{\partial t(h, \tau)}{\partial x} + q_h(\tau) = 0, \quad -\lambda \frac{\partial t(-h, \tau)}{\partial x} + q_{-h}(\tau) = 0. \quad (16.4.2)$$

Особенности несимметричного монотонного разогрева пластины представлены на рис. 16.4.1 и 16.4.2. На них, а также в краевых условиях (16.4.2) потоки  $q_h(\tau)$ ,  $q_{-h}(\tau)$  считаются положительными, если их направление совпадает с направлением координаты  $x$ . Начало отсчета координаты  $x$  совмещено с центральным сечением пластины.

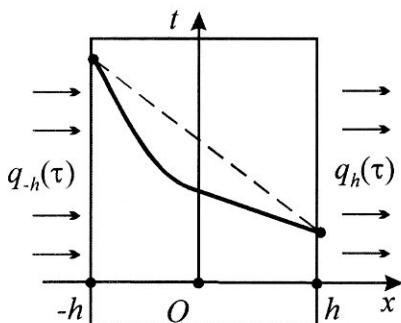


Рис. 16.4.1

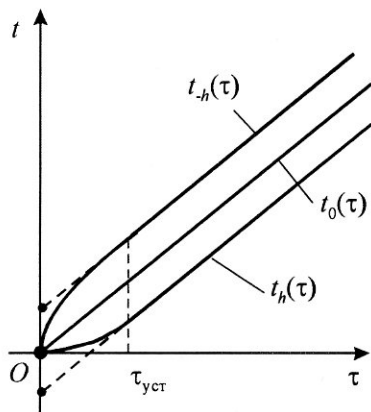


Рис. 16.4.2

Из уравнения (16.4.1) и краевых условий (16.4.2) следует, что температура  $t(x, \tau)$  в произвольном слое  $x$  пластины на участке монотонного разогрева должна изменяться по закону

$$t(x, \tau) = t(0, \tau) - \frac{q_{-h}(\tau) + q_h(\tau)}{2\lambda} x + \frac{b(\tau)}{2a} x^2. \quad (16.4.3)$$

Скорость разогрева  $b(\tau)$  связана с потоками  $q_h(\tau)$ ,  $q_{-h}(\tau)$  соотношением

$$b(\tau) = \frac{q_{-h}(\tau) - q_h(\tau)}{2c\rho h}. \quad (16.4.4)$$

Из выражения (16.4.3) получаем выражение для температурного поля

$$\vartheta(x, \tau) = t(x, \tau) - t(0, \tau) = -\frac{q_{-h}(\tau) + q_h(\tau)}{2\lambda} x + \frac{b(\tau)}{2a} x^2. \quad (16.4.5)$$

Соотношения (16.4.4) и (16.4.5) являются исходными при выборе конкретных вариантов определения теплофизических свойств пластины, монотонно разогреваемой при несимметричных краевых условиях [3.33].

**Вариант 1.** В тепловой ячейке в процессе опыта независимо задаются удельные тепловые потоки  $q_h(\tau)$ ,  $q_{-h}(\tau)$  и регистрируются температуры  $t(h,\tau)$ ,  $t(-h,\tau)$  на гранях пластины.

В соответствии с соотношениями (16.4.4) и (16.4.5) на всем участке монотонного разогрева имеется возможность определять теплопроводность и теплоемкость исследуемого материала, как функции температуры, пользуясь расчетными формулами

$$\lambda = \frac{[q_{-h}(\tau) + q_h(\tau)]h}{\vartheta_{-h,h}(\tau)}, \quad c = \frac{[q_{-h}(\tau) - q_h(\tau)]}{2\rho hb(\tau)}, \quad (16.4.6)$$

где  $\vartheta_{-h,h}(\tau) = t(-h,\tau) - t(h,\tau)$ ;  $b(\tau)$  – средняя скорость разогрева граней образца.

Рассмотренный вариант интересен тем, что не требует регистрации температуры в центральном (далеко не всегда доступном) слое образца. Для комплексного определения двух теплофизических характеристик образца в условиях несимметричного разогрева достаточно иметь информацию о температурах и тепловых потоках на гранях пластины.

**Вариант 2.** Заданы потоки  $q_h(\tau)$ ,  $q_{-h}(\tau)$  и непосредственно регистрируются три температурные кривые,  $t(h,\tau)$ ,  $t(-h,\tau)$  и  $t(0,\tau)$ , причем третья в центральном слое пластины.

Из соотношений (16.4.4) и (16.4.5) следует, что при наличии сведений о температуре в центральном слое к двум уже имеющимся расчетным формулам (16.4.6) добавляется третья формула, позволяющая независимо определять теплопроводность,

$$a = \frac{b(\tau)h^2}{\vartheta_{-h}(\tau) + \vartheta_h(\tau)}. \quad (16.4.7)$$

Здесь введены обозначения  $\vartheta_{-h}(\tau) = t(-h,\tau) - t(0,\tau)$ ,  $\vartheta_h(\tau) = t(h,\tau) - t(0,\tau)$ . Тождество  $\lambda = ac\rho$  может использоваться для контроля и согласования результатов опыта

**Вариант 3.** Разогрев пластины производится потоком  $q_{-h}(\tau)$ , а грань с координатой  $h$  принудительно адиабатизирована. Непосредственно регистрируются температуры на обеих гранях пластины,  $t(h,\tau)$  и  $t(-h,\tau)$ .

В этом варианте для расчетов могут использоваться любые две из трех формул

$$\lambda = \frac{q_{-h}(\tau)h}{\vartheta_{-h,h}(\tau)}, \quad c = \frac{q_{-h}(\tau)}{2h\rho b(\tau)}, \quad a = \frac{2b(\tau)h^2}{\vartheta_{-h,h}(\tau)}. \quad (16.4.8)$$

Обобщая полученные результаты, следует подчеркнуть, что несимметричный монотонный разогрев пластины, в отличие от симметричного разогрева, обнаруживает дополнительные информационные и эксплуатационные возможности. В частности, устраняется необходимость обязательной регистрации температуры в центральном слое образца, что улучшает эксплуатационные показатели тепловой ячейки.

## 16.5. Полая цилиндрическая стенка при радиальном разогреве

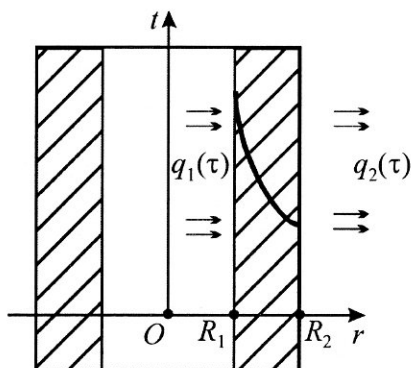


Рис. 16.5.1

Через грани  $R_1$  и  $R_2$  полой цилиндрической стенки (рис. 16.5.1) в процессе опыта проникают слабо изменяющиеся во времени тепловые потоки плотностью  $q_1(\tau)$  и  $q_2(\tau)$ . Под их воздействием, благодаря частичному поглощению теплоты, цилиндрическая стенка плавно разогревается. На стадии установившегося монотонного режима температура в произвольном слое стенки изменяется, подчиняясь уравнению

$$\frac{\partial^2 t(r, \tau)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t(r, \tau)}{\partial r} = \frac{1}{a} b(\tau) \quad (16.5.1)$$

и крайним условиям (положительное направление потока совпадает с осью  $r$ )

$$-\lambda \frac{\partial t(R_1, \tau)}{\partial r} = q_1(\tau), \quad -\lambda \frac{\partial t(R_2, \tau)}{\partial r} = q_2(\tau). \quad (16.5.2)$$

Решением системы уравнений (16.5.1), (16.5.2) являются функции

$$t(r, \tau) = t(R_1, \tau) \left[ \frac{q_1 R_1 + q_2 R_2}{2\lambda} + \frac{q_1 R_1 - q_2 R_2}{8\lambda} \frac{R_2^2 + R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} \right] \ln \frac{r}{R_1} + \frac{q_1 R_1 - q_2 R_2}{8\lambda} \frac{r^2}{R_2^2 - R_1^2}, \quad (16.5.3)$$

$$b(\tau) = \frac{q_1(\tau)R_1 - q_2(\tau)R_2}{2c\rho(R_2^2 - R_1^2)}. \quad (16.5.4)$$

Найденные соотношения позволяют вычислять теплопроводность и теплоемкость. Ограничимся анализом двух частных вариантов.

**Вариант 1.** Образец разогревается наружным тепловым потоком  $q_2(\tau)$ , а внутренняя грань адиабатизирована ( $q_1=0$ ). В опыте непосредственно регистрируются температура  $t(R_1, \tau)$  и перепад температуры между гранями стенки  $\vartheta_{1,2}(\tau) = t(R_1, \tau) - t(R_2, \tau)$ . Учтем, что при таких условиях разогрева поток  $q_2(\tau)$  и перепад  $\vartheta_{1,2}(\tau)$  отрицательны.

Из выражений (16.5.3) и (16.5.4) в этом случае имеем:

$$c = |q_2(\tau)R_2| / [2\rho(R_2^2 - R_1^2) b(\tau)], \quad (16.5.5)$$

$$\lambda = \frac{R_2}{2} \left| \frac{q_2(\tau)}{\vartheta_{1,2}(\tau)} \right| \left[ 1 - \frac{R_2^2 + R_1^2}{4(R_2^2 - R_1^2)} \ln \frac{R_2}{R_1} + \frac{R_2^2}{4(R_2^2 - R_1^2)} \right]. \quad (16.5.6)$$

**Вариант 2.** Образец разогревается потоком  $q_1(\tau)$ , наружная грань адиабатизирована ( $q_2=0$ ). В опыте регистрируются температура  $t(R_2, \tau)$  и перепад температуры между гранями стенки  $\vartheta_{1,2}(\tau) = t(R_1, \tau) - t(R_2, \tau)$ .

Искомые расчетные формулы приобретают вид

$$c = q_1(\tau)R_1 / [2\rho(R_2^2 - R_1^2) b(\tau)], \quad (16.5.7)$$

$$\lambda = \frac{R_1}{2} \frac{q_1(\tau)}{\vartheta_{1,2}(\tau)} \left[ 1 + \frac{R_2^2 + R_1^2}{4(R_2^2 - R_1^2)} \ln \frac{R_2}{R_1} - \frac{R_2^2}{4(R_2^2 - R_1^2)} \right]. \quad (16.5.8)$$

Образцы в форме цилиндрической стенки при теплофизических измерениях используются редко, в основном из-за громоздкости расчетных формул.

## 16.6. Двухслойная пластина при одностороннем разогреве

Две однородные пластины находятся в идеальном тепловом контакте, образуя двухслойную пластину (систему). На открытую грань первой пластины, имеющей толщину  $h_1$  и теплофизические характеристики  $\lambda_1, c_1, a_1$ , действует тепловой поток плотностью  $q_0(\tau)$ , как показано на рис. 16.6.1. Открытая грань второй пластины, имеющей толщину  $h_2$  и теплофизические характеристики  $\lambda_2, c_2, a_2$ , теплоизолирована от внешней среды. На рис. 16.6.2 отражен характер изменения температуры граней пластин, и выделено начало монотонной стадии.

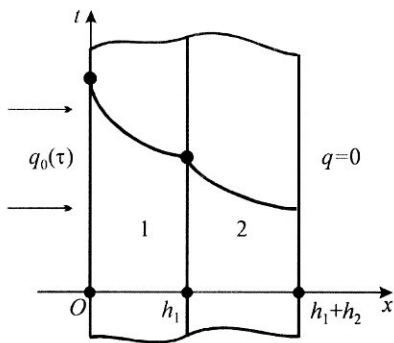


Рис. 16.6.1

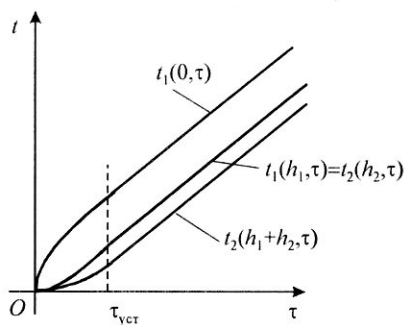


Рис. 16.6.2

Как и в предыдущих задачах, будем считать, что на стадии монотонного разогрева в поперечном сечении системы (вдоль оси  $x$ ) устанавливается относительно небольшой температурный перепад с однородным полем скоростей разогрева  $b(\tau)$ . Температурное поле двухслойной системы определяется системой уравнений

$$\frac{\partial^2 t_1(x, \tau)}{\partial x^2} = \frac{1}{a_1} b(\tau), \quad \frac{\partial^2 t_2(x, \tau)}{\partial x^2} = \frac{1}{a_2} b(\tau) \quad (16.6.1)$$

и краевыми условиями

$$-\lambda_1 \frac{\partial t_1(0, \tau)}{\partial x} = q_0(\tau), \quad -\lambda_1 \frac{\partial t_1(h_1, \tau)}{\partial x} = -\lambda_2 \frac{\partial t_2(h_1, \tau)}{\partial x},$$

$$t_1(h_1, \tau) = t_2(h_1, \tau), \quad \frac{\partial t_2(h_1 + h_2, \tau)}{\partial x} = 0. \quad (16.6.2)$$

Решением системы (16.6.1), (16.6.2) являются функции

$$t_1(x, \tau) = t_1(0, \tau) - (q_0/\lambda_1)x + (b/2a_1)x^2, \quad (16.6.3)$$

$$t_2(x, \tau) = t_1(h_1, \tau) - (b/a_2)h_2(x - h_1) + (b/2a_2)(x - h_1)^2, \quad (16.6.4)$$

$$b(\tau) = q_0(\tau) / (c_1\rho_1h_1 + c_2\rho_2h_2). \quad (16.6.5)$$

Функции позволяют найти перепады  $\vartheta_1(\tau) = t_1(0, \tau) - t_1(h_1, \tau)$  и  $\vartheta_2(\tau) = t_2(h_1, \tau) -$



$$-t_2(h_1+h_2, \tau)$$

$$\begin{aligned} \vartheta_1(\tau) &= \left[ (h_1/\lambda_1) c_2 \rho_2 h_2 + (h_1^2/2a_1) \right] b(\tau) = \\ &= (h_1/2\lambda_1) (c_1 \rho_1 h_1 + 2c_2 \rho_2 h_2) b(\tau) = \\ &= (h_1/2\lambda_1) (q_0 + c_2 \rho_2 h_2) b(\tau), \end{aligned} \quad (16.6.6)$$

$$\vartheta_2(\tau) = (h_2^2/2a_2) b(\tau). \quad (16.6.7)$$

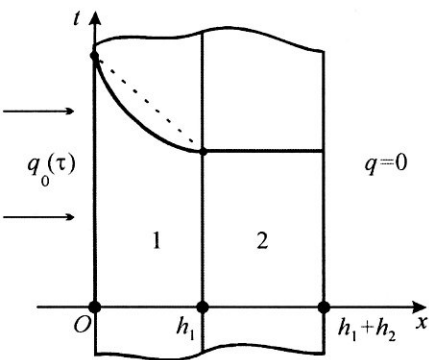


Рис. 16.6.3

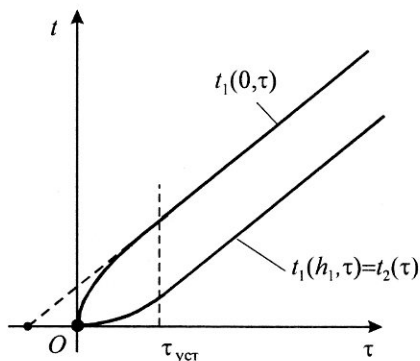


Рис. 16.6.4

Выражения (16.6.5) – (16.6.7) являются исходными для многих методов определения теплофизических свойств в режиме монотонного разогрева плоских образцов. Наибольшее распространение среди них нашли те методы, в которых первая пластина имеет относительно низкую теплопроводность, а вторая выполнена из металла и сохраняет в опыте практически равномерное температурное поле, как показано на рис. 16.6.3. На рис. 16.6.4 отражены особенности изменения температуры граней пластин. В методах этой группы металлическая пластина часто оформляется в виде изотермического ядра.

Выделим три варианта, в которых вторая пластина является изотермическим ядром.

**Вариант 1.** Металлическое ядро 2 является постоянной деталью ячейки и имеет известные параметры  $c_2, \rho_2, h_2$ . Пластина-образец 1 имеет толщину  $h_1$ . Ячейка обеспечивает монотонный разогрев системы образец – ядро заданным тепловым потоком  $q_0(\tau)$ . В опыте регистрируются перепад температуры в образце  $\vartheta_1(\tau)$  и скорость разогрева ядра  $b(\tau) = dt_2/d\tau$ .

В этих условиях тепловая ячейка позволяет определять теплопроводность и теплоемкость образца. Расчетные формулы имеют вид

$$\lambda_1 = \frac{h_1}{2g_1(\tau)} [q_0(\tau) + c_2 \rho_2 h_2 b(\tau)], \quad (16.6.8)$$

$$c_1 = \frac{1}{\rho_1 h_1} \left[ \frac{q_0(\tau)}{b(\tau)} - c_2 \rho_2 h_2 \right]. \quad (16.6.9)$$

Для улучшения метрологических возможностей метода желательны ограничения

$$c_2 \rho_2 h \leq 0,10 c_1 \rho_1 h_1 \quad (16.6.10)$$

так как в этом случае металлическая пластина служит всего лишь изотермической зоной для термопары, регистрирующей температуру  $t_2(\tau) \cong t_1(h_1, \tau)$ .

**Вариант 2.** Пластина 2 выполняет в ячейке функции изотермического ядра с известной теплоемкостью  $C_2 = c_2 \rho_2 h_2 S$ , где  $S$  – площадь поперечного сечения лицевой грани ядра, совпадающая с площадью образца. В качестве образца используется пластинка 1, имеющая относительно малую толщину. Как и в предыдущем варианте, в опыте регистрируются перепад температуры в образце  $g_1(\tau)$  и скорость разогрева металлического ядра  $b(\tau) = dt_2/dt$ . Желательно, чтобы в ячейке выполнялось ограничение

$$c_1 \rho_1 h_1 S \leq 10 C_2. \quad (16.6.11)$$

В данном варианте теплофизические измерения существенно упрощаются, так как отпадает необходимость иметь самостоятельный узел для задания теплового потока  $q_0$ . Эту функцию берет на себя металлическое ядро. Но при этом метод теряет комплексность, позволяя независимо определять теплопроводность теплоизоляционных и полупроводниковых материалов. Исходная расчетная формула для теплопроводности приобретает вид

$$\lambda = \frac{h_1 C_2}{S} \frac{b(\tau)}{g_1(\tau)} (1 + \Delta \sigma_c), \quad (16.6.12)$$

где  $S$  – площадь образца (пластинки 1);  $C_2$  – полная теплоемкость металлического ядра,  $C_2 = c_2 \rho_2 h_2 S$ ;  $\Delta \sigma_c$  – поправка на теплоемкость образца,  $\Delta \sigma_c = C_1 / 2 C_2$ ,  $C_1 = c_1 \rho_1 h_1 S$ .

Требования к точности оценки теплоемкости образца снижаются по мере уменьшения поправки  $\Delta \sigma_c$ . К сожалению, снижать ее до пренебрежимо малых значений удается далеко не всегда, так как при уменьшении толщины образца начинают проявляться контактные тепловые сопротивления. Проблему поправок всегда приходится решать компромиссно.

**Вариант 3.** Выполняются все особенности предыдущего варианта, но меняются ролями пластинка и ядро, а именно – пластинка становится постоянной деталью тепловой ячейки, выполняя функцию тепломера, а металлическое ядро – исследуемым образцом с неизвестной теплоемкостью. Параметры пластинки  $l$  известны. Как и прежде, в опыте регистрируются перепад температуры в образце  $\vartheta_1(\tau)$  и скорость разогрева ядра  $b(\tau)=dt_2/d\tau$ .

В этом варианте метод позволяет определять удельную теплоемкость ядра

$$c_2 = \frac{\vartheta_1(\tau)}{\rho_2 h_2 b(\tau)} \frac{\lambda_1}{h_1} (1 + \Delta\sigma_c), \quad (16.6.13)$$

где поправка  $\Delta\sigma_c$  совпадает с такой же поправкой из формулы (16.6.12).

Рассмотренный вариант метода по методике измерений и своим эксплуатационным возможностям напоминает известный метод регулярного микрокалориметра, а его тепловая ячейка практически совпадает с ячейкой из предыдущего варианта. Однако конструкции их неизбежно будут заметно отличаться. В частности, пластинка  $l$ , фактически становясь тепломером, должна предусматривать монтаж термостолбика и термопары, регистрирующих в ней перепад температуры  $\vartheta_1(\tau)$ , температуру  $t_2(\tau)$  и скорость разогрева  $b(\tau)$ .

## 16.7. Стержень, разогреваемый с торца при наличии бокового теплообмена

В тепловых ячейках, работающих в динамическом режиме, часто приходится учитывать поправку на боковой теплообмен стержня, разогреваемого с одного из торцов интенсивным осевым тепловым потоком. При этом второй торец стержня, являющегося в опыте образцом, чаще всего теплоизолирован от внешней среды. В этих условиях температурное поле стержня остается на протяжении опыта практически одномерным, но суммарный теплообмен через боковую поверхность ощутимо влияет на температурное поле стержня.

Ограничимся анализом частной задачи, особенности которой отражены на рис. 16.7.1. Образец выполнен в виде стержня длиной  $l$ , имеет поперечное сечение  $S$  и периметр  $P$ . Стержень окружен воздушной средой, температура которой  $t_c(\tau)$  принудительно (с помощью металлической оболочки) поддерживается равной температуре  $t_0(\tau)$  левого торца ( $x=0$ ). Воздушная среда ограничена снаружи оболочкой (на рисунке не показана) и обеспечивает образцу боковой коэффициент теплоотдачи  $\alpha$ . Стержень разогревается тепловым потоком плотностью  $q(\tau)$ , прони-

кающим через правый торец ( $x=l$ ). Нас будет интересовать режим монотонного разогрева стержня, когда в нем формируется однородное поле скоростей  $t(\tau)$ .

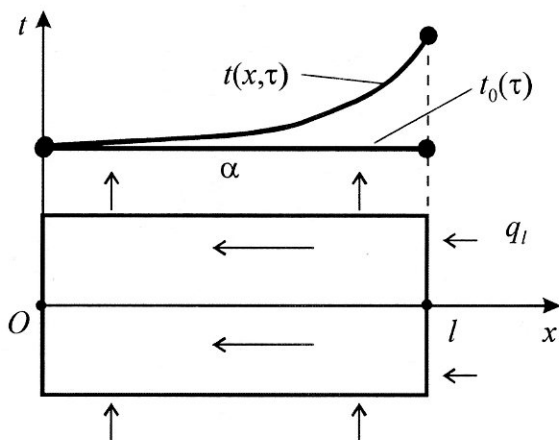


Рис. 16.7.1

С учетом принятых допущений уравнение теплопроводности стержня приобретает вид

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} - \mu^2 (t - t_0) = \frac{b}{a}, \quad \left( \mu^2 = \frac{\alpha P}{\lambda S} \right) \quad (16.7.1)$$

с краевыми условиями

$$\frac{\partial t(0, \tau)}{\partial x} = 0, \quad \lambda \frac{\partial t(l, \tau)}{\partial x} = q_l, \quad t(0, \tau) = t_0(\tau). \quad (16.7.2)$$

Из уравнений (16.7.1) и (16.7.2) следует, что стержень должен иметь температурное поле

$$\begin{aligned} t(x, \tau) &= t_0(\tau) + \frac{q_l(\tau) l}{\lambda} \frac{(\operatorname{ch} \mu x - 1)}{\mu \operatorname{sh} \mu l} = \\ &= t_0(\tau) + \frac{b(\tau) l^2}{\alpha (\mu l)^2} (\operatorname{ch} \mu x - 1) \end{aligned} \quad (16.7.3)$$

и разогреваться со скоростью

$$b(\tau) = \frac{q_l}{cpl} \frac{\mu l}{\operatorname{sh} \mu l}. \quad (16.7.4)$$

Для оценки перепада температуры в стержне могут использоваться два выражения

$$\vartheta(l, \tau) = \frac{q_l(\tau) l}{\lambda} \frac{(ch\mu l - 1)}{\mu \operatorname{sh}\mu l} = \frac{b(\tau) l^2}{a(\mu l)^2} (ch\mu l - 1). \quad (16.7.5)$$

Из соотношений (16.7.4), (16.7.5) вытекают расчетные формулы:

$$c = \frac{q_l(\tau)}{\rho l b(\tau)} \frac{\mu l}{\operatorname{sh}\mu l}, \quad \lambda = \frac{q_l(\tau) l (ch\mu l - 1)}{\vartheta(l, \tau) \mu \operatorname{sh}\mu l},$$

$$a = \frac{b(\tau) l^2 (ch\mu l - 1)}{\vartheta(l, \tau) (\mu l)^2}. \quad (16.7.6)$$

Формулы (16.7.6) позволяют вычислить независимо два любых теплофизических коэффициента из трех, так как связаны между собой тождеством  $\lambda = ac\rho$ .

Резюмируя полученные результаты, отметим, что данная задача существенно дополняет все рассмотренные ранее задачи, так как полученные соотношения позволяют удачно использовать динамические методы для исследования теплофизических свойств металлов, образцы которых часто выгодно изготавливать в виде тонких стержней.

## 16.8. Границы линейности методов монотонного режима

Методы линейного и монотонного разогрева по своей физической сути предназначены для определения теплофизических характеристик как функций температуры. Поэтому все динамические методы, рассмотренные в пп. 16.2 – 16.7, нуждаются в дополнительном обобщении, так как пока были обоснованы в линейном варианте, т. е. в предположении, что коэффициенты уравнения теплопроводности не зависят от температуры.

Для их обобщения мы можем воспользоваться, как и в случае методов регулярного режима, известным в математике способом последовательных приближений. Указанный способ интересен тем, что позволяет в условиях теплофизических измерений контролировать температурные границы линеаризации уравнения теплопроводности и при необходимости вводить в расчетные формулы аналитические поправки на нелинейность.

Особенности способа последовательных приближений были рассмотрены в п. 14.6. Исходное одномерное нелинейное уравнение теплопроводности в применении к методам монотонного режима имеет вид

$$\operatorname{div}[\lambda(t)\operatorname{grad}t] = c(t)\rho(t)b(r,\tau), \quad (16.8.1)$$

где в пределах поля  $\vartheta(r,\tau)$  теплопроводность  $\lambda(t)$ , теплоемкость  $c(t)$ , плотность  $\rho(t)$  и температуропроводность  $a(t)$  образца остаются монотонными функциями температуры, а скорость разогрева  $b(r,\tau)$  – монотонной функцией координаты  $r$  и времени  $\tau$ .

Допущение о монотонности изменения коэффициентов  $\lambda(t)$ ,  $c(t)$ ,  $\rho(t)$  и  $a(t)$  уравнения (16.7.1) позволяет воспользоваться разложением их в ряд Тейлора по перепаду  $\vartheta(r,\tau)$ , отсчитываемому от базовой температуры  $t_0(\tau) = t(x_0,\tau)$  в заданном сечении  $x_0$  образца. Это разложение для интересующих нас коэффициентов имеет вид

$$i(\vartheta) = i_0 \left( 1 + k_i \vartheta + n_i \vartheta^2 + \dots \right). \quad (i = \lambda, c, \rho, a) \quad (16.8.2)$$

Дополним его аналогичным разложением для поля скоростей  $b(r,\tau)$

$$b(\vartheta) = b_0 \left( 1 + k_{br} \vartheta + n_{br} \vartheta^2 + \dots \right). \quad (16.8.3)$$

Примем, что в пределах перепада температуры  $\vartheta(r,\tau)$  обеспечивается хорошая сходимость разложений (16.8.2), (16.8.3), т. е. выполняются условия

$$\left| k_i \vartheta \right| \leq 0,10, \quad \left| n_i \vartheta^2 \right| \leq 0,010. \quad (i = \lambda, c, \rho, a, b) \quad (16.8.4)$$

Измерения теплофизических свойств технических материалов обычно выполняются с погрешностью 3...7%, поэтому в разложениях (16.8.2), (16.8.3) целесообразно ограничиться линейными членами, так как они обеспечат учет нелинейностей поправками первого порядка малости, не превышающими в сумме 10%.

С учетом принятых ограничений уравнение теплопроводности (16.8.1) для полей  $\vartheta(r,\tau) = t(r,\tau) - t(0,\tau)$ , отсчитываемых от температуры  $t(0,\tau)$  в базовой точке, преобразуется к виду

$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2} + \frac{n}{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial r} = \frac{b_0}{a_0} + \left[ (k_{br} - k_a) \frac{b_0}{a_0} - k_\lambda \left( \frac{\partial \vartheta}{\partial r} \right)^2 \right], \quad (16.8.5)$$

где  $n$  – коэффициент формы образца (напомним, что у пластины  $n=0$ , у цилиндра  $n=1$ , у шара  $n=2$ );  $b_0 = b(0,\tau)$ ;  $t_0 = t(0,\tau)$ ;  $a_0 = a(t_0)$ ;  $\lambda_0 = \lambda(t_0)$ .

Члены уравнения, заключенные в квадратные скобки, в соответствии с принятыми условиями (16.8.4) являются поправками, не превышающими суммарно 10%.

Способ последовательных приближений, как уже отмечалось в п. 14.6, предполагает поэтапную линеаризацию дифференциального уравнения. На

первом этапе отыскивается решение уравнения с исключенными из него нелинейными членами. Затем найденное решение используется для линеаризации поправочных членов исходного уравнения. На втором этапе решается преобразованное уравнение. В полученном решении отдельно группируются основные и поправочные члены. Поправочные члены при необходимости могут включаться в расчетные формулы в виде аналитических поправок, но чаще всего используются для установления рабочих границ линейного решения. В последнем варианте способ последовательных приближений выступает гарантом использования линейных методов монотонного разогрева для определения теплофизических коэффициентов как функций температуры.

Наиболее важные варианты решения уравнения теплопроводности (16.8.5) были подробно рассмотрены в работе [3.26], поэтому ограничимся здесь их кратким изложением. В частности, приведем результаты решения уравнения (16.8.5) для двух наиболее распространенных групп методов монотонного нагрева, реализованных в тепловых ячейках динамических  $a$ -калориметров,  $\lambda$ -калориметров и  $c$ -калориметров.

**Первая группа.** Отнесем к ней те методы, в которых температурное поле поддерживается в опыте симметричным относительно центра образца. Базовую точку образца при этом выгодно совместить с центром симметрии, т. е. в точке с  $r=0$ . Решение уравнения (16.8.5) для всех трех по форме тел с учетом поправок первого порядка малости приобретает вид

$$\vartheta(r, \tau) = \left\{ b_0 r^2 / [2(n+1)a_0] \right\} (1 + \Delta\sigma_g), \quad (16.8.6)$$

где имеется поправка на нелинейность

$$\Delta\sigma_g = \frac{n+1}{2(n+3)} \left( k_{br} - k_a - \frac{2}{n+1} k_\lambda \right) \frac{b_0 r^2}{2(n+1)a_0}. \quad (16.8.7)$$

Вошедший в поправку  $\Delta\sigma_g$  коэффициент  $k_{br}$ , в отличие от коэффициентов  $k_\lambda$  и  $k_a$ , зависит от режима разогрева образца, поэтому его целесообразно связать с коэффициентом  $k_{br}$ , который непосредственно характеризует нелинейность разогрева базовой точки образца,

$$k_{br} = \frac{1}{b_0} \left( \frac{d^2 t_0}{d\tau^2} \right) \equiv \frac{1}{b_0} \left( \frac{d b_0}{d\tau} \right). \quad (16.8.8)$$

В рассматриваемом варианте между коэффициентами  $k_{br}$  и  $k_{b\tau}$  существует связь [3.26]

$$k_{br} = k_{b\tau} - k_a. \quad (16.8.9)$$

С учетом соотношения (16.8.9) поправка на нелинейность приобретает вид

$$\Delta\sigma_g = \frac{n+1}{2(n+3)} \left( k_{b\tau} - 2k_a - \frac{2}{n+1} k_\lambda \right) \frac{b_0 r^2}{2(n+1)a_0}. \quad (16.8.10)$$

Входящие в нее параметры можно определять непосредственно по результатам проведенного опыта. Из структуры поправки видно, что соблюдение ограничений (16.8.4) может гарантировать нам хорошую точность нелинейного решения (16.8.6). Более того, наличие поправки (16.8.10) позволяет указать границы температурного перепада и нелинейности разогрева, внутри которых ее можно не учитывать. Поправку на нелинейность можно не вводить, если ячейка обеспечивает разогрев образцов с соблюдением условия

$$\Delta\sigma_g = \frac{n+1}{2(n+3)} \left( k_{b\tau} - 2k_a - \frac{2}{n+1} k_\lambda \right) \mathcal{G}(R, \tau) \leq \delta, \quad (16.8.11)$$

где  $\mathcal{G}(R, \tau)$  – максимально допустимый перепад температуры в исследуемых образцах;  $\delta$  – допустимая систематическая погрешность опыта (например,  $\delta \approx 0,02$ ).

Отметим в заключение, что к первой группе в основном относятся методы, рассчитанные на независимое, в том числе комплексное, определение температуропроводности и теплоемкости материалов. Из выражения (16.8.11) видно, что снижение поправки  $\Delta\sigma_g$  всецело зависит от перепада температуры  $\mathcal{G}(R, \tau)$  в образце. Следовательно, проблема нелинейности в динамических  $c$ -калориметрах практически снимается, так как перепад температуры не входит в расчетные формулы. Поэтому всегда есть возможность проводить измерения при минимальном температурном перепаде внутри образца. Иначе обстоит дело в  $a$ -калориметрах. В них температурный перепад является величиной, которая входит в расчетные формулы. Поэтому допустимое снижение величины  $\mathcal{G}(R, \tau)$  приходится увязывать с чувствительностью используемых температурных датчиков.

**Вторая группа.** К этой группе относятся методы, рассчитанные на независимое определение теплопроводности. Для них характерным является режим опыта, при котором температурное поле образца остается близким к стационарному, когда тепловой поток, проникающий через образец, по крайней мере на порядок превышает поток, поглощаемый



образцом. Учтем, что в  $\lambda$ -калориметрах практически всегда используются плоские образцы. Температурное поле пластины в этом случае подчиняется зависимости

$$\vartheta(r, \tau) = g_0 r (1 + \Delta\sigma_g), \quad (16.8.12)$$

где  $g_0(\tau)$  – градиент температуры,  $g_0 = \partial\vartheta_0/\partial r$ ;  $\Delta\sigma_g$  – поправка на нелинейность, равная

$$\Delta\sigma_g = \left[ -\frac{1}{2} k_\lambda g_0 r + \frac{b_0 r}{2a_0 g_0} + \frac{1}{3} (k_{br} - k_a - 2k_\lambda) \frac{b_0 r^2}{2a_0} \right]. \quad (16.8.13)$$

Если базовая точка совмещена с центральным слоем пластины, имеющей толщину  $h$ , а в опыте непосредственно регистрируются удельный тепловой поток  $q_0(\tau)$  и полный перепад температуры  $\vartheta_h(\tau)$ , то выражения (16.8.12), (16.8.13) существенно упрощаются. Формула для расчета теплопроводности приобретает вид

$$\lambda [t_0(\tau)] = q_0(\tau) h / \vartheta_h(\tau). \quad (16.8.14)$$

Поправка  $\Delta\sigma_\lambda$  на нелинейность преобразуется к виду

$$\Delta\sigma_\lambda = \frac{1}{12} (c_0 \rho_0 h_0 b_0 / 2q_0) (2k_{br} - 2k_a + 5k_\lambda) \vartheta_h, \quad (16.8.15)$$

где всегда выполняется условие  $(c_0 \rho_0 h b_0 / 2q_0) < 0,10$ , являющееся одним из главных в динамических  $\lambda$ -калориметрах.

Обобщая результаты анализа, можно сделать следующие выводы.

– В *динамических  $\lambda$ -калориметрах* проблему учета нелинейностей удается решить весьма просто. Для этого достаточно относить значение теплопроводности к температуре в центральном сечении образца. Такая же ситуация имеет место и в бикалориметрах.

– В *динамических  $c$ -калориметрах* проблема устранения поправок на нелинейность решается еще проще, так как сводится к созданию условий, обеспечивающих минимальную неравномерность температурного поля в образцах.

– В *динамических  $a$ -калориметрах* проблема нелинейностей сохраняется, так как перепад температуры внутри образца является непосредственно регистрируемым в опыте параметром, входящим в расчетные формулы, и его снижение ограничивается чувствительностью измерительной аппаратуры. Однако и в этих условиях поправку на нелинейность удастся уменьшать до величины первого порядка малости. В частности, при температурных перепадах, не выходящих за пределы 10 К, поправкой на нелинейность с погрешностью не более 3% часто удается вообще пренебрегать.

# ГЛАВА 17. ТИПОВЫЕ СХЕМЫ КАЛОРИМЕТРОВ МОНОТОННОГО РЕЖИМА

## 17.1. Исходные сведения

Методы монотонного режима, как уже отмечалось, представляют особый интерес при исследовании теплофизических свойств в широкой области температур, когда становится важным фактор длительности измерений. Но стремление к экспрессности не сводится только к снижению продолжительности самого опыта. Не меньшую роль играет трудоемкость вспомогательных операций: изготовление образца, подготовка исходного теплового состояния ячейки, монтаж образца внутри ячейки и обработка результатов опыта. В связи с этим становятся существенными не только простая форма и малые размеры образца, но и вся процедура установки образца в тепловую ячейку. В частности, в динамических калориметрах серийного производства все температурные и тепловые датчики приходится встраивать непосредственно в тепловую ячейку, избегая их крепления к образцу, снабжать тепловую ячейку узлами охлаждения и нагрева образца, а для обработки результатов опыта применять электронную и вычислительную технику. Появляется необходимость применения адиабатических оболочек. Все это сопровождается ужесточением требований к конструкции ячейки.

Обратим сначала внимание на роль нелинейных факторов и обсудим их влияние. В предыдущей главе монотонный тепловой режим был определен как режим разогрева образцов со слабо и плавно изменяющейся скоростью, поэтому первичным для него был выбран признак однородности поля скоростей  $b(r, \tau)$  в объеме образца. Для количественной оценки монотонности введены два режимных коэффициента – коэффициент нелинейности разогрева  $k_{br} = (1/b_0)(\partial b/\partial t)$  базовой точки образца (ее температура в опыте регистрируется непосредственно) и коэффициент неоднородности поля скоростей  $k_{br} = (1/b_0)(\partial b/\partial \vartheta)$ . Режимные коэффициенты  $k_{br}$ ,  $k_{br}$  зависят от условий проведения опыта, поэтому их целесообразно согласовывать по величине с аналогичными температурными коэффициентами  $k_\lambda$ ,  $k_a$ ,  $k_c$ ,  $k_p$  теплофизических параметров, управлять которыми экспериментатор не может. Важно, чтобы все они оставались равноправными, а не становились определяющими.

Критериями монотонности уравнения теплопроводности являются условия

$$k_i \vartheta < 0,10 \quad (i = \lambda, a, c, \rho, b). \quad (17.1.1)$$

Если они выполняются, то появляется возможность учитывать нелинейные факторы набором аналитических поправок к расчетным формулам квазистационарных методов. Для большинства материалов условия (17.1.1) выполняются, если температурные перепады не выходят за пределы  $\vartheta < 30 \dots 100$  К. Это означает, что условие монотонности при указанных перепадах не нарушается при двойном изменении скорости через каждые  $300 \dots 400$  К изменения температуры образца. Такой режим опыта удастся легко осуществить без устройств автоматического регулирования, обязательных в методах линейного разогрева. Более того, становится очевидным, что устройства линейного разогрева в принципе не могут служить универсальным средством обеспечения исходных признаков квазистационарного режима, так как температурное поле образца и в условиях линейного разогрева базовой точки будет изменяться по причине температурной зависимости теплофизических характеристик материала.

В п. 16.8 приведена структура поправок на нелинейность для типовых динамических калориметров. Следовательно, всегда имеется возможность воспользоваться ими для уточнения соответствующих расчетных формул. Однако все же целесообразно использовать любую возможность исключить из расчетных формул поправки на нелинейность. Универсальным средством для этого является уменьшение температурного перепада в исследуемых образцах до значений  $\vartheta_{\text{доп}}$ , удовлетворяющих условию

$$k_i \vartheta_{\text{доп}} < 0,01 \quad (i = \lambda, a, c, \rho, b). \quad (17.1.2)$$

Однако такой общий подход нельзя признать оптимальным, так как при нем неоправданно сужаются возможности методов монотонного режима и их тепловых ячеек.

Неограниченное уменьшение неоднородности температурного поля внутри образца выгодно только в тех динамических калориметрах, которые предназначаются для независимого определения теплоемкости. В них потребность соблюдения жестких ограничений (17.1.2) обычно диктуется желанием использовать калориметры для исследования резко изменяющейся теплоемкости в зонах фазовых превращений.

Несколько иначе проблема нелинейностей выглядит в калориметрах, предназначенных для независимого определения теплопроводности. Температурное поле образца в таких калориметрах поддерживается близким к стационарному, поэтому поправку на нелинейность удастся полностью исключить даже при перепадах температуры  $10 \dots 50$  К.

Проблема нелинейностей снимается с трудом в тех калориметрах, которые рассчитаны на независимое определение теплопроводности.

К ним примыкают также все калориметры, ориентированные на комплексное измерение одновременно двух или трех теплофизических характеристик образца. В  $\alpha$ -калориметрах важную роль играет нестационарная составляющая температурного поля внутри образца. Поэтому уменьшать ее неограниченно не удастся. Динамические калориметры этой группы до сих пор удавалось удачно использовать без учета поправок на нелинейность только в области умеренных температур, вдали от зон фазовых и структурных превращений в исследуемом веществе. В области криогенных температур калориметры рассматриваемой группы всегда нуждаются в учете поправок на нелинейность.

А теперь переключимся на другие факторы, с которыми также приходится считаться при реализации методов монотонного режима. Они касаются других поправок к исходным формулам и конструктивного оформления тепловых ячеек.

Обратим внимание на факторы, которые приходится учитывать на этапе проектирования динамических тепловых ячеек. Среди них важную роль играет подбор оптимальной толщины  $h$  и средней скорости разогрева  $b$  образца, а также сокращение длительности начальной стадии опыта. При выборе толщины образцов следует исходить из условия, что их тепловое сопротивление  $P=h/\lambda$  должно примерно на порядок превышать величину контактного теплового сопротивления  $2P_k$

$$h \geq 10\lambda(2P_k) \quad (17.1.3)$$

Затем подбирается желаемая средняя величина установившегося перепада температуры  $\mathcal{G}_h$  в образце. В типовых динамических  $\alpha$ -калориметрах и  $\lambda$ -калориметрах с металлическим ядром перепады температуры в образце определяются соответственно выражениями

$$\mathcal{G}_h \cong \frac{bh^2}{8a}, \quad \mathcal{G}_h \cong \frac{C_y hb_y}{\lambda S} \quad (17.1.4)$$

Каждое из них можно использовать для выбора средней скорости разогрева ячейки.

Для оценки длительности начальной стадии можно использовать условие

$$\tau_{уст} \approx h^2/8a \quad (17.1.5)$$

Следует, однако, отметить, что такая оценка начальной стадии относится только к образцу. В ней не учтены инерционные свойства самой ячейки. Однако количественная оценка тепловой инерционности ячейки представляет самостоятельную задачу, так как целиком определяется конструкцией ячейки.

В заключение приведем еще несколько общих рекомендаций, которые желательно учитывать на этапе проектирования ячеек. Так, термопары должны размещаться как можно ближе к рабочим граням образца и оставаться электроизолированными от металлических деталей блока. Хорошо зарекомендовали себя плоские градиентные тепломеры, состоящие из двух тонких металлических пластинок, разделенных очень тонким теплоизоляционным слоем. Рабочие спай термостолбика монтируются внутри пластинок тепломера. Такой тепломер, обладая малой тепловой инерционностью, всегда регистрирует в опыте тепловой поток, проникающий через теплоизоляционный слой. Важно помнить, что при использовании градиентных тепломеров в расчетные формулы ячейки приходится вводить поправки, учитывающие ту часть потока, который поглощается лицевой пластинкой тепломера.

Ниже будут рассмотрены типовые динамические калориметры, нашедшие широкое практическое применение в теплофизических лабораториях, а также в промышленных и опытных образцах научных приборов, предназначенных для теплофизических измерений в режиме монотонного разогрева в области температур от 4,2 до 1200 К.

## 17.2. Динамические $\alpha$ -калориметры

Наибольшее распространение получили  $\alpha$ -калориметры плоской и цилиндрической формы. Плоские  $\alpha$ -калориметры чаще всего используются для исследования твердых однородных материалов с теплопроводностью  $\lambda > 0,1 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$ . Цилиндрические  $\alpha$ -калориметры более удобны при исследовании теплоизоляционных материалов порошковой, волокнистой и тканевой структуры, а также вязких жидкостей.

**1. Цилиндрический  $\alpha$ -калориметр.** Принципиальная схема ячейки показана на рис. 17.2.1. Ее основными элементами являются относительно массивный металлический стакан 1 с крышкой 2 и теплозащитная обложка 3. На боковую поверхность стакана намотана нихромовая спираль нагревателя 4. Полость 5 стакана заполняется исследуемым материалом. Чтобы внутри изучаемого материала формировалось одномерное цилиндрическое температурное поле, высота  $L$  и радиус  $R$  полости должны удовлетворять условию  $L > 5R$ .

Нагреватель 4 осуществляет монотонный разогрев ячейки, сохраняя в стенках стакана практически равномерное температурное поле. В области умеренных и средних температур монотонность удается обеспечить, повышая по заданной программе напряжение на нагревателе. При работе в области азотных и гелиевых температур вместо нагревателя (или

наряду с ним) используются сосуды Дьюара с жидким азотом или двойные сосуды Дьюара с жидким азотом и гелием. Измерения могут проводиться в режимах нагрева и охлаждения.

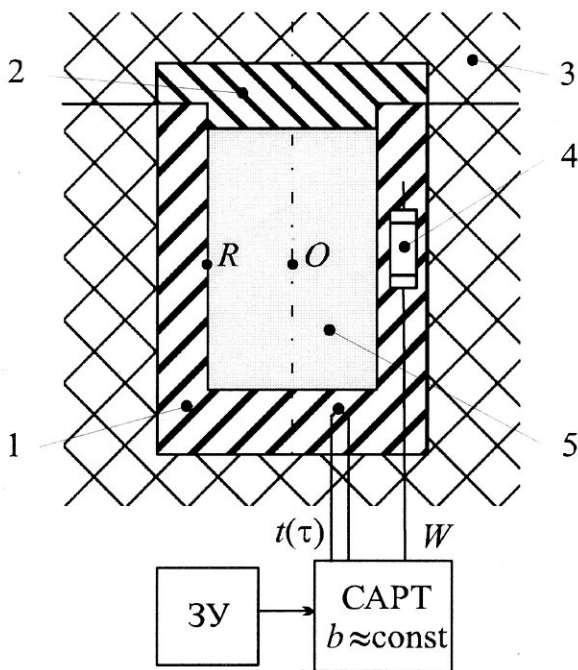


Рис. 17.2.1

В опыте регистрируются две температурные кривые,  $t(R, \tau)$  и  $t(0, \tau)$ . С этой целью в стакане, в точках  $R$  и  $O$ , монтируются рабочие спаи термопар. Спай термопары  $t(R, \tau)$  размещается в вертикальном отверстии боковой стенки стакана. Спай центральной термопары  $t(0, \tau)$  размещается внутри металлической иглы, которая своей хвостовой частью закрепляется в дне стакана и выступает над ним вдоль оси цилиндрической полости до ее середины. Холодные спаи термопар находятся при комнатной температуре или в жидком азоте. Электроды термопар изготавливаются из проволоки диаметром 0,15...0,20 мм. При работе в области температур от 4,2 до 700 К чаще всего применяются медь-константановые термопары, а в области умеренных температур (до 1200 К) – хромель-алюмелевые термопары.

Если в ячейке выполнено условие  $L > 5R$ , то в условиях монотонного разогрева (охлаждения) образца температуропроводность можно вычислять по любой из двух формул

$$a(t_0) = \frac{b_0(\tau)R^2}{4\vartheta_{R,0}(\tau)}(1 + \Delta\sigma_{a\vartheta}), \quad a(t) = \frac{R^2}{4\tau_{0,R}(t)}(1 + \Delta\sigma_{a\tau}), \quad (17.2.1)$$

где  $\vartheta_{R,0}(\tau)$  – перепад температуры в образце;  $\tau_{0,R}(t)$  – запаздывание термопары  $t_0$  относительно термопары  $t_R$  на уровне  $t$ ;  $\Delta\sigma_{a\vartheta} = (1/4)(k_{bt} - 2k_a - k_\lambda)\vartheta_{R,0}$ ;  $\Delta\sigma_{a\tau} = -(1/4)(k_{bt} - 2k_a + k_\lambda)b_0\tau_{0,R}$ . При условии  $\vartheta_{R,0} < 10$  К поправками на нелинейность обычно удается пренебречь.

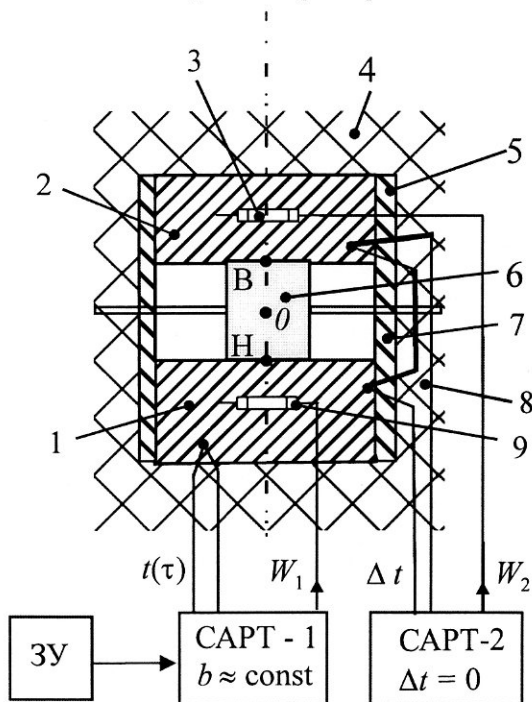


Рис. 17.2.2

Радиус  $R$  полости стакана желательно подбирать так, чтобы оптимальные значения температурного перепада (2...10) К обеспечивались при скоростях нагрева (0, 01...1, 0) К/с.

## 2. Плоский $a$ -калориметр для теплоизоляторов и полупроводников.

Схема ячейки показана на рис. 17.2.2. Калориметр предназначен для

материалов с  $l = 0, 10 \dots 10$  Вт/(м·К). Его основу составляют два симметричных металлических блока 1, 2. Верхний блок с помощью кронштейна (на схеме не показан) способен перемещаться вдоль центральной вертикальной оси, чтобы обеспечивать установку образца 6. Металлические кольца 5, 7 создают вокруг боковой поверхности образца изотермическое воздушное кольцо. Блоки снабжены нагревателями 3, 9, которые управляются системами автоматического регулирования температуры САРТ-1 и САРТ-2. Первая система с помощью задающего устройства ЗУ управляет режимом монотонного разогрева ячейки, а вторая система следит за симметричностью разогрева образца. Кольца 5, 7 и блоки 1, 2 снаружи имеют теплоизоляционные покрытия 4, 8.

Образец 6 имеет форму диска или короткого стержня радиусом  $R$  и высотой  $2h$ . Окружающее его воздушное кольцо с наружным радиусом  $R_k$  пассивно защищает боковую поверхность образца от теплообмена с внешней средой, с коэффициентом теплоотдачи  $\alpha_k$ .

В рабочем состоянии блоки своими торцами плотно прилегают к плоским граням образца. Для улучшения и стабилизации теплового контакта может применяться жидкая смазка. Опыт показал, что в плоской ячейке трудно обеспечить строго симметричный разогрев образца. Поэтому для температурных измерений используются три термопары, фиксирующие температуру в точках  $B$ ,  $O$  и  $H$ . Рабочие спаи термопар  $B$  и  $H$ , регистрирующих косвенно температуру верхней и нижней граней образца, вмонтированы в торцевые грани стаканов, а спай термопары  $O$  вмонтирован в тонкую металлическую трубку (инъекционную иглу), имеет гибкое основание и вставляется в центральное радиальное отверстие образца непосредственно при его установке в ячейку. Важно, чтобы “холодные” спаи термопар  $B$ ,  $O$  и  $H$  термостатировались при строго одинаковой температуре, например, размещались в сосуде Дьюара или в полости массивного металлического блока, находящегося при комнатной температуре. Допустимые значения перепадов температуры “холодных” спаев должны оставаться в течение опыта пренебрежимо малыми в сравнении с перепадом температуры в образце.

Измерения обычно проводятся на образцах диаметром  $2R = 15 \dots 30$  мм. Тепловое сопротивление  $P = 2h/\lambda$  образца приходится согласовывать с контактными тепловыми сопротивлениями  $2P_k$ , которые неизбежно возникают на границах механического контакта образца с торцами стаканов. Желательно, чтобы допустимая толщина образца удовлетворяла условию  $h > 10\lambda/P_k$ , а скорость разогрева обеспечивала температурный перепад  $\vartheta_{h,0} = 2 \dots 10$  К. Для грубого задания скорости разогрева целесообразно применять систему автоматического регулирования температуры  $t(\tau)$  (САРТ), управляющую питанием нагревателя 3.



В плоском  $a$ -калориметре возможны два варианта обработки опыта – через перепады температуры  $\vartheta_{h,0}(\tau)$ ,  $\vartheta_{h,0}(t)$  и скорость  $b_0(\tau)$  или же через запаздывания по времени  $\tau_{0,h}(t)$  и  $\tau_{0,-h}(t)$ . Расчетные формулы имеют соответственно вид

$$a(t_0) = \frac{b_0 h^2}{\vartheta_{HO} + \vartheta_{BO} + \Delta \vartheta_K} (1 + \Delta \sigma_{a\vartheta} - \Delta \sigma_\alpha), \quad (17.2.2)$$

$$a(t) = \frac{h^2}{\tau_{OH} + \tau_{OB} + \Delta \tau_K} (1 + \Delta \sigma_{a\tau} - \Delta \sigma_\alpha). \quad (17.2.3)$$

Здесь  $\vartheta_{HO}(\tau)$ ,  $\vartheta_{BO}(\tau)$  – перепады температуры в точках  $H$  и  $B$  ячейки относительно центральной точки  $O$  образца;  $\tau_{OH}(t)$ ,  $\tau_{OB}(t)$  – запаздывание температуры в точке  $O$  образца относительно точек  $H$  и  $O$  ячейки;  $\Delta \sigma_K(\tau)$ ,  $\Delta \tau_K(t)$  – поправки, учитывающие наличие контактных тепловых сопротивлений  $2P_K$  между торцевыми гранями образца и лицевыми плоскостями стаканов

$$\Delta \vartheta_K = c\rho h b_0 2P_K, \quad \Delta \tau_K = c\rho h 2P_K, \quad (17.2.4)$$

где  $\Delta \sigma_{a\vartheta}$ ,  $\Delta \sigma_{a\tau}$  – относительные поправки на нелинейность;  $\Delta \sigma_\alpha$  – относительная поправка на боковой теплообмен образца с ячейкой через воздушную кольцевую прослойку.

Поправки на нелинейность в условиях симметричного нагрева имеют вид

$$\Delta \sigma_{a\vartheta} = \frac{1}{6} (k_{b\tau} - 2k_a - 2k_\lambda) \vartheta_{R,0}, \quad (17.2.5)$$

$$\Delta \sigma_{a\tau} = -\frac{1}{3} (k_{b\tau} - 2k_a + k_\lambda) b_0 \tau_{0,R}. \quad (17.2.6)$$

Поправку  $\Delta \sigma_\alpha$  можно вычислять по приближенной формуле [3.26]

$$\Delta \sigma_\alpha \cong 0,57 \left( \frac{h}{R} \right)^2 \frac{\text{Bi}_R}{\text{Bi}_R + h/R}, \quad (17.2.7)$$

где  $\text{Bi}_R$  – критерий Био,  $\text{Bi}_R = \alpha_R R / \lambda$ .

Расчеты, выполненные В.В. Курепиным на ЭВМ, показали, что коэффициент теплоотдачи  $\alpha_R$  на боковой поверхности образца в кольцевой прослойке можно вычислять по приближенной формуле [3.26, 3.33]

$$\alpha_R = \left( 1 + \frac{R_K - R}{h_K} \right) \left( \frac{R_K}{R} \right)^{0,33} \frac{\lambda_B}{R_K - R} + 4\varepsilon_n \sigma_0 T_0^3, \quad (17.2.8)$$

где  $2h_k$  – высота кольца ( $h_k > h$ );  $\lambda_b$  – теплопроводность воздуха;  $R_k$  и  $R_n$  – наружный и внутренний радиусы кольца;  $\epsilon_n$  – приведенная степень черноты образца в прослойке.

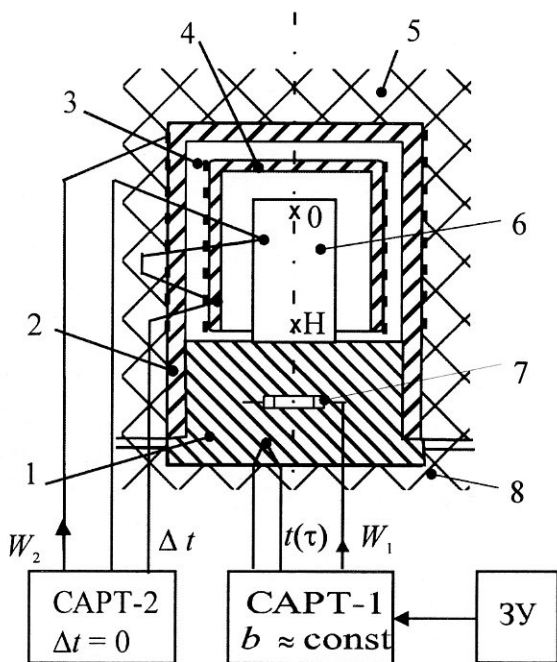


Рис. 17.2.3

В плоском  $\alpha$ -калориметре для теплоизоляторов и полупроводников с заметно нарушенной симметричностью нагрева источниками дополнительных погрешностей могут быть возможные тепловые деформации образца и смещение термодатчика  $O$  относительно его центрального сечения. Многие поправки можно определять экспериментально, опираясь на градуировочные опыты с “эталонными” образцами и металлическими дисками.

**3. Плоский  $\alpha$ -калориметр для металлов.** Для изучения материалов с теплопроводностью  $\lambda > 5$  Вт/(м·К) симметричная плоская ячейка не удобна. В этом случае удачней оказывается несимметричная ячейка, схема которой показана на рис. 17.2.3. Основу ячейки образует разъемный металлический блок, состоящий из основания 1, колпака 2 и пассивной теплозащитной оболочки 5,

8. Колпак 2 имеет хорошую тепловую связь с основанием, так как в рабочем положении касается его по значительной цилиндрической поверхности. Система САРТ-1 и ЗУ с помощью нагревателя 7 обеспечивает разогрев блока с заданной скоростью  $b \approx \text{const}$ .

Исследуемый образец 6, имеющий форму короткого стержня, своим нижним торцом плотно прилегает к поверхности основания и разогревается в опыте со стороны стакана. Под колпаком 2 размещена активная адиабатическая оболочка, состоящая из колпака 4 с нагревателем 3, подключенным к системе САРТ-2. Система управляет нагревателем 3, обеспечивая равенство температур между колпаком 4 и верхним торцом образца.

Для регистрации температурного поля образца используются две гибкие термопары. Их рабочие спаи покрыты электроизоляцией и по скользящей посадке вставляются в тонкие радиальные отверстия образца, высверленные вблизи его торцов, на уровнях  $H$  и  $O$ . Усложненный способ монтажа термопар непосредственно в образце вызван необходимостью устранить влияние контактных тепловых сопротивлений, роль которых при ограниченной высоте металлического образца становится недопустимо большой.

Для расчета температуропроводности может использоваться любая из формул

$$a(t_0) = \frac{b_0(x_H^2 - x_0^2)}{2g_{\text{но}}} (1 + \Delta\sigma_\alpha), \quad (17.2.9)$$

$$a(t) = \frac{(x_H^2 - x_0^2)}{2\tau_{\text{он}}} (1 + \Delta\sigma_\alpha), \quad (17.2.10)$$

где  $x_H$  и  $x_0$  – координаты спаев термопар  $H$  и  $O$ , отсчитываемые от верхнего торца образца;  $\Delta\sigma_\alpha$  – относительная поправка на потери тепла через боковую поверхность образца,  $\Delta\sigma_\alpha = (1/6)(x_H/R)^2(\alpha_R R/\lambda)$ . Для оценки  $\alpha_R$  пригодно выражение (17.2.8).

При исследовании металлов рекомендуется использовать образцы диаметром 20 мм и высотой 20...50 мм. Разогрев ячейки осуществляется со средней скоростью  $b > 0,10$  К/с.

Рассмотренные варианты динамических  $a$ -калориметров позволяют исследовать температуропроводность практически всех конденсированных веществ и материалов. Освоен диапазон температур от 6 до 1200 К [3.4, 3.26, 3.32].

### 17.3. Динамические $\lambda$ -калориметры

Разработаны разнообразные варианты динамических  $\lambda$ -калориметров [3.4, 3.6–3.8, 3.10, 3.13, 3.15, 3.19, 3.20, 3.23, 3.25–3.27, 3.32–3.34, 3.36]. Упрощенные схемы наиболее распространенных из них показаны на рис. 17.3.1 – 17.3.3. Две первые ячейки используются главным образом для исследования твердых материалов с теплопроводностью  $\lambda < 10$  Вт/(м·К), но при необходимости могут быть приспособлены для изучения металлов и сплавов. Третья ячейка наиболее пригодна для неметаллических жидкостей и теплоизоляционных материалов.

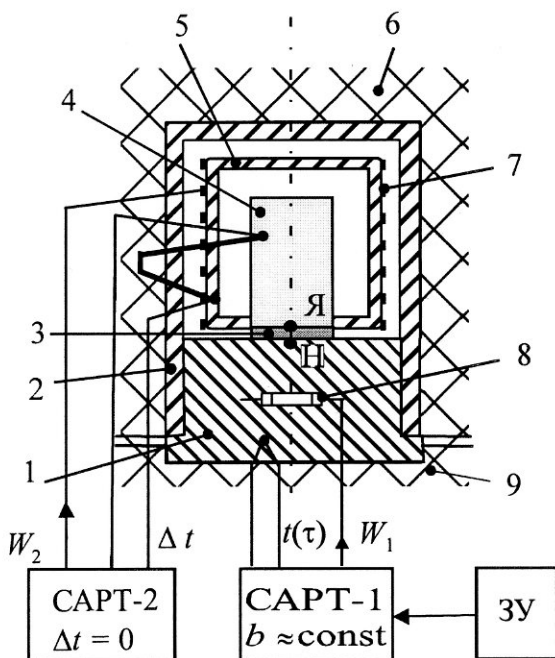


Рис. 17.3.1

**1. Динамический  $\lambda$ -калориметр с ядром.** В схеме, изображенной на рис. 17.3.1, ячейка состоит из разъемного металлического блока, в который входят основание 1 и колпак 2, защищенные теплоизоляционной оболочкой 6, 8. В рабочем положении колпак охватывает (по скользящей посадке) значительную по площади цилиндрическую боковую поверхность основания, что обеспечивает им хороший тепловой контакт.

В полости колпака 2 укреплена адиабатическая оболочка, состоящая из тонкостенного металлического колпака 5 и нагревателя 7. В полости адиабатической оболочки свободно, без теплового контакта с нею, размещается изотермическое ядро – металлический стержень 4, имеющий известную теплоемкость  $C_{\text{я}}(t)$  и плоский нижний торец. Образцом 3 является диск радиусом  $R$  и толщиной  $h$ , плоские грани которого шлифуются на притирочной плите.

Перед опытом колпак 2 поднимается вверх, что позволяет легко установить образец на основание 1. Для улучшения контакта плоские грани образца обычно смачиваются кремнеорганической или графитовой смазкой. Затем колпак 2 опускается и сажается на основание 1, а металлическое ядро 4 свободно сажается на образец. Для улучшения их контакта ядро принудительно прижимается к образцу с помощью тонкого вертикального стержня, пропущенного через верхнее технологическое отверстие в колпаке (узел на схеме не показан). Этот стержень практически не нарушает тепловой режим ячейки, так как передает нагрузку на ядро 4 через точечный контакт.

Система САРТ-1 и ЗУ обеспечивает заданный режим разогрева ячейки. Система САРТ-2 поддерживает равенство температур ядра 4 и оболочки 5.

Образец выполняет функцию тепловой прослойки. Через него тепловой поток от основания поступает в ядро и монотонно разогревает его. Температура ядра и скорость его разогрева регистрируются с помощью термопары, вмонтированной в точку  $Я$ . Для регистрации температурного перепада в образце в точку  $Н$  основания 1 вмонтирована еще одна термопара. “Холодные” спаи термопар  $Н$  и  $Я$  размещаются в общей изотермической среде, чаще всего при комнатной температуре.

При подборе толщины образцов приемлемы условия

$$C = c\rho hS \leq 0,2C_{\text{я}}, \quad P = h/\lambda \geq 10P_{\text{к}}. \quad (17.3.1)$$

Для устранения поправок на нелинейность температурные перепады в образце достаточно ограничивать значениями  $\vartheta_h < 30$  К. Теплопроводность рассчитывается по формуле

$$\lambda(t_0) = \frac{h}{S} \frac{C_{\text{я}} b_{\text{я}}}{(\vartheta_{\text{ня}} - \Delta\vartheta_{\text{к}})} (1 + \Delta\vartheta_{\text{с}}), \quad (17.3.2)$$

где  $\Delta\vartheta_{\text{к}}$  – поправка на контактные сопротивления  $2P_{\text{к}}$ ;  $\Delta\vartheta_{\text{с}}$  – относительная поправка на теплоемкость образца;  $t_0(\tau)$  – температура отнесения (определяется как среднее значение показаний термопар  $Н$  и  $Я$ ). Каждая поправка имеет четкую структуру

$$\Delta \vartheta_{\kappa} = \frac{C_{\text{я}} b_{\text{я}}}{S} 2P_{\kappa}, \quad \Delta \sigma_c = \frac{c \rho h S}{2C_{\text{я}}}. \quad (17.3.3)$$

Целесообразно, однако, отметить важную особенность ячейки. Опыты в ней обычно проводятся в воспроизводимых условиях. Поэтому контактное сопротивление  $2P_{\kappa}(t)$  остается “постоянной” ячейки, которую целесообразно определять экспериментально. При определении сопротивления  $2P_{\kappa}(t)$  в качестве образца удобно применять тонкий металлический диск. Найденное в таком опыте значение перепада температуры практически совпадает с  $\Delta \vartheta_{\kappa}(t_0)$ , поэтому расчетной формуле (17.3.2) можно придать более удобный вид

$$\lambda(t_0) = \frac{h}{S} \frac{C_{\text{я}} b_{\text{я}}}{(\vartheta_{\text{ня}} - \Delta \vartheta_{\kappa})} (1 + \Delta \vartheta_c). \quad (17.3.4)$$

Преимущество формулы (17.3.4) перед (17.3.2) обусловлено тем, что экспериментальная поправка  $\Delta \vartheta_{\kappa}(t_0)$  учитывает все факторы, искажающие перепад температуры в образце. Для устранения других систематических погрешностей целесообразно производить градуировочные опыты с образцовыми мерами теплопроводности и использовать в формуле (17.3.4) эффективное значение теплоемкости ядра  $C_{\text{я,эф}}(t)$ . Требования к условиям термостатирования “холодных” спаев термопар остаются обычными.

**2. Динамический  $\lambda$ -калориметр с ядром и тепломером.** Типовая схема ячейки такого  $\lambda$ -калориметра показана на рис. 17.3.2. Она в общих чертах совпадает с рассмотренной выше схемой, отличаясь от нее наличием вмонтированного в основание 1 градиентного тепломера 2. Кроме того, конструктивно изменена верхняя, съемная часть блока. Двойная система тепловой защиты ядра 4 заменена одной активной адиабатической оболочкой, выполненной в виде массивного металлического колпака 5 с нагревателем 7. Основание 1 и колпак 5, как обычно, покрыты снаружи теплоизоляцией для тепловой защиты от среды. Образец 3 размещается между тепломером 2 и ядром 4. Для измерений полностью подходят диски радиусом  $R$  и толщиной  $h$ , удовлетворяющие условиям (17.3.1).

Заданный режим разогрева ячейки обеспечивается нагревателем 8 и управляющей системой САРТ-1 с ЗУ, датчиком в которой служит термопара. Система САРТ-2 управляет нагревателем 7 адиабатической оболочки 5, обеспечивая равенство температур колпака 7 и ядра 4. Благодаря адиабатической оболочке, ядро разогревается в опыте только тем тепловым потоком, который проникает в него со стороны основания, пройдя предварительно через градиентный тепломер и образец. Воздуш-

ный зазор, существующий между ядром 4 и колпаком 7, обеспечивает хорошую тепловую защиту боковой поверхности ядра.

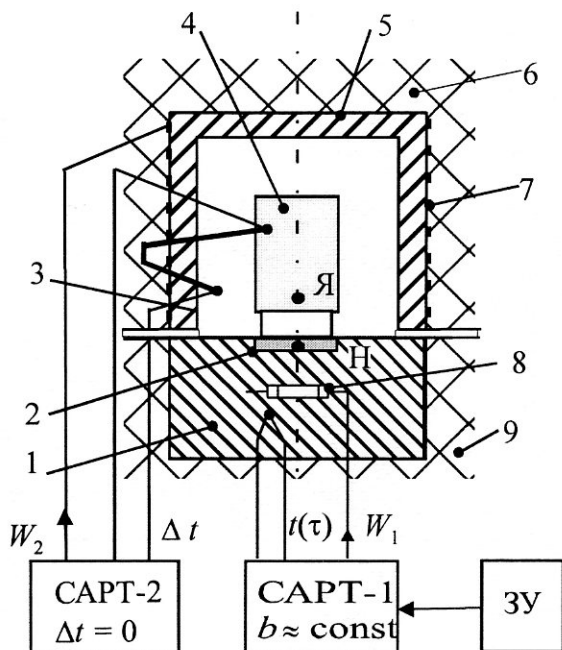


Рис. 17.3.2

Градиентный тепломер позволяет существенно упростить процедуру опыта и расчета теплопроводности. Благодаря ему существенно снижаются требования к системе CAPT-2. Возможны различные конструкции градиентного тепломера. Важно лишь, чтобы тонкий рабочий слой тепломера располагался между двумя металлическими пластинками. Они используются для размещения спаев термостолбика и термопары  $H$ . В качестве рабочего слоя тепломера можно использовать полимерные клеевые пленки или тонкий воздушный зазор с набором вертикальных металлических трубочек. Более универсальным оказался воздушный зазор с трубочками, внутри которых удачно размещаются электроды термостолбика и термопар. К преимуществам воздушного зазора следует отнести также его пренебрежимо малую теплоемкость, что упрощает учет поправки на теплоемкость тепломера.

Тепловая проводимость тепломера  $K_T(t)$  должна примерно на порядок превышать тепловую проводимость  $K = \lambda S/h$  исследуемых образцов, так как в этом

случае тепломер практически не увеличивает начальную, нерабочую стадию опыта.

Расчетная формула ячейки с градиентным тепломером имеет вид

$$\lambda(t_0) = \frac{h K_T \vartheta_T}{S (\vartheta_{ня} - \Delta \vartheta_k)} (1 - \Delta \sigma_c), \quad (17.3.5)$$

где  $K_T(t)$  – эффективная тепловая проводимость тепломера, Вт/К;  $\vartheta_T(\tau)$  – перепад температуры в рабочем слое тепломера, К;  $\Delta \sigma_c$  – относительная поправка на теплоемкость образца;  $\vartheta_{ня}(\tau)$  – перепад температуры между термопарами  $H$  и  $Я$ ;  $\Delta \vartheta_k(t)$  – экспериментальная поправка на контактные тепловые сопротивления  $2P_k(t)$  и возможное различие в чувствительности термопар  $H$ ,  $Я$  (см. предыдущую ячейку). Поправку  $\Delta \sigma_c$  на теплоемкость образца можно оценивать по формуле (17.3.3).

Эффективную тепловую проводимость тепломера  $K_T(t)$  целесообразно определять в полностью собранной ячейке. Возможны два способа его градуировки. В первом из них ставится опыт с эталонным образцом, выполненным из материала с хорошо изученной теплопроводностью  $\lambda_3(t)$ , и для расчета  $K_T(t)$  используется формула (17.3.5). Во втором способе используется градуировочный опыт по определению поправки  $\Delta \vartheta_k(t)$  на контактные сопротивления, в котором образцом является медная или алюминиевая фольга. Для расчета проводимости тепломера в этом варианте пригодна формула

$$K_T(t) = \frac{C_y b_y}{\vartheta_T}. \quad (17.3.6)$$

В обоих способах автоматически учитывается поправка на собственную теплоемкость тепломера. В метрологическом отношении первый способ градуировки тепломера более предпочтителен, так как устраняет некоторые систематические погрешности ячейки.

**3. Динамический  $\lambda$ -калориметр для газов, жидкостей и порошковых материалов.** Упрощенная схема тепловой ячейки калориметра показана на рис. 17.3.3. Основу ячейки составляет массивный металлический стакан 1 с крышкой 5 и нагревателем 7. Стакан и крышка защищены теплоизоляционной оболочкой 4, 6. В цилиндрической полости стакана соосно установлен металлический стержень (ядро) 2.

Между ядром и полостью стакана имеется тонкий цилиндрический зазор строго одинаковой толщины  $h$ . Зазор заполняется исследуемым веществом. Для заполнения зазора и создания в нем необходимого давления используется вспомогательная аппаратура (на рисунке не показана).