

Определение плотности производства энтропии в эксперименте импульсного электрического нагрева

А. В. Костановский, М. Е. Костановская

Объединённый институт высоких температур, Российская академия наук, Москва, Российская Федерация,
e-mail: kostanovskiy@gmail.com, laimfam@gmail.com

Изучен линейный режим термодинамики, активно исследуемый в настоящее время. Одно из главных понятий линейного режима – плотность производства энтропии. Расширен круг задач, для которых требуется рассчитать плотность производства энтропии, т. е. определить плотность производства энтропии по экспериментальным термограммам нагрева или охлаждения. Термограммы нагрева или охлаждения широко используются в нестационарных теплофизических экспериментах при изучении свойств веществ и материалов: фазовых переходов первого и второго родов, теплоёмкости, температуропроводности. Приведено количественное обоснование формулы для расчёта плотности производства энтропии. Эта формула основана на данных термограммы, полученной методом импульсного электрического нагрева. Измерения исходных временных зависимостей электрической мощности и яркостной температуры образца ниобия выполнены одновременно в микросекундном диапазоне. Показано соответствие двух зависимостей плотности производства энтропии от времени: в одной зависимости учитывается подведённая электрическая мощность, другая основана на термограмме.

Ключевые слова: плотность производства энтропии, метод импульсного нагрева, температура.

Введение. Умение определить зависимость плотности производства энтропии от времени позволяет проанализировать изменение от времени силы и потока, понять внутреннюю природу нестационарных процессов, изучение которых приоритетно в настоящее время. Известны способы определения плотности производства энтропии $p(\tau)$ при решении задач пропускания электрического тока в проводнике, однако способы нахождения $p(\tau)$ в нестационарных тепловых задачах, как правило, не известны. Определение $p(\tau)$ на основе экспериментальных термограмм, широко используемых в теплофизических исследованиях, позволит включить результаты таких исследований при изучении линейного режима термодинамики. Это в свою очередь позволит решить назревшую проблему введения дополнительных переменных и отказаться от практики характеризовать результаты нестационарных экспериментов переменными равновесного режима.

Для неравновесных режимов термодинамики в соответствии с концепцией локального термодинамического равновесия полное изменение плотности $s = S/V$ энтропии S системы объёмом V определяется суммой

$$ds = d_1s + d_2s,$$

где d_1s , d_2s – изменения (приращения) плотности энтропии, обусловленные соответственно необратимыми процессами внутри системы и обменом веществом и энергией системы с внешней средой.

Для закрытых систем, которые обмениваются с внешней средой энергией, но не веществом, справедливо равенство

$$d_2s = dQ/(TV),$$

где dQ – количество теплоты за время $d\tau$; T – температура.

В соответствии со вторым законом термодинамики выполняется неравенство $d_1s \geq 0$. Плотность производства энтропии (иногда называемая локальным производством энтропии) по определению также неотрицательна [1]:

$$p(\tau) \equiv d_1s/d\tau \geq 0.$$

Известно, что в линейном режиме при стремлении системы к равновесию плотность производства энтропии стремится к нулю, следовательно, должны соблюдаться следующие неравенства (принципы экстремума) [1]:

$$\left. \begin{aligned} p(\tau) &> 0; \\ dp(\tau)/d\tau &< 0; \\ d^2p(\tau)/d\tau^2 &> 0. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Выполнение неравенств (1) в нестационарных экспериментах является дополнительной информацией, подтверждающей правомерность отнесения эмпирических результатов к линейному режиму термодинамики. В линейном режиме плотность производства энтропии имеет билинейную зависимость от сил и потоков. В нестационарных задачах сила, поток и плотность $p(\tau)$ начинают зависеть от времени, поэтому плотность производства энтропии удобно использовать для анализа и описания нестационарных

процессов [2]. В работе [3] проанализированы экспериментальные термограммы, полученные методом электростатической левитации, и показано, что при самопроизвольном охлаждении твёрдой фазы сферического образца металла можно пренебречь изменением его объёма (массы) и рассматривать сферу как закрытую систему. На примере экспериментов с молибденом было показано, что в процессе охлаждения твёрдой фазы сохраняется равномерное распределение температуры $T(r)=\text{const}$ в объёме сферы [2]. Случай нестационарного изменения температуры в каждый момент времени при сохранении равномерного распределения поля $T(r)$ хорошо известен как «внешняя задача», которая реализуется при граничных условиях 3-го рода и числе Био $Bi \ll 1$ [4] или граничных условиях 2-го рода и числе Старка $St \ll 1$. Равномерное распределение температуры по объёму сферы позволило оперировать термодинамической функцией – плотностью энтропии и применить формулу, справедливую при постоянном значении изобарной теплоёмкости $C_p = \text{const}$ [3]:

$$\rho \left(\frac{\tau_1 + \tau_2}{2} \right) \equiv \frac{d_1 s(\tau)}{d\tau} = - \frac{d_2 s(\tau)}{d\tau} \approx - \frac{\Delta s_2(T, \tau)}{\Delta \tau} \approx \approx - \frac{\rho C_p \ln[T_2(\tau_2)/T_1(\tau_1)]}{\tau_2 - \tau_1}, \quad (2)$$

где ρ – плотность материала сферы.

Найденная по формуле (2) и экспериментальной термограмме зависимость плотности производства энтропии от времени отвечала принципам экстремума (1), что подтвердило правомерность использования формулы (2) в условиях самопроизвольного охлаждения сферы.

Представляет интерес показать, что с использованием кривой «время–температура», полученной в эксперименте импульсного нагрева, можно рассчитать $\rho(\tau)$ по формуле (2), т. е. расширить область применения данной формулы.

Результаты применения формулы (2) в эксперименте импульсного электрического нагрева. Обоснование правомерности формулы (2) проводится сравнением двух зависимостей плотности производства энтропии от времени $\rho(\tau)$: одна рассчитана по известной формуле, в которой используется подведённая электрическая мощность, другая основана на временной зависимости температуры. Анализ основан на экспериментальных данных, полученных при одновременных измерениях в микросекундном диапазоне временных зависимостей подводимой мощности $IU(\tau)$ (I – сила тока, U – падение напряжения) и яркостной температуры образца $T_{\text{ярк}}(\tau)$ [5]. Отметим, что работа [5] была опубликована более 30 лет назад и очень долгое время являлась единственным исследованием, в котором были приведены измеренные одновременно в микросекундном диапазоне электрические и температурные зависимости для импульсного электрического нагрева проводника (полученные с использованием многоканального шлейфного осциллографа). Образец из ниобия чистотой

99,9+ % представлял собой стержень диаметром 1,6 мм и общей длиной 63,5 мм. Падение напряжения измеряли в центральной части образца длиной 25 мм. Яркостная температура поверхности образца измерялась пирометром на длине волны 0,65 мкм, диаметр пятна визирования 0,5 мм, быстродействие 1 мкс.

Используя закон Вина, данные о температурной зависимости (линейная функция) спектральной нормальной излучательной способности ниобия [6] и $T_{\text{ярк}}(\tau)$, найдём изменение действительной температуры от времени $T(\tau)$. Производство энтропии в элементах электрической цепи может быть определено по известной формуле [1]:

$$d_1 S/d\tau = IU/T > 0. \quad (3)$$

В методе импульсного нагрева практически вся вводимая энергия затрачивается на изменение внутреннего состояния проводника, так как потери теплоты в окружающую среду пренебрежимо малы. При этом предполагается, что подводимая энергия равномерно распределяется в объёме образца. Число Старка $St = \sigma T^3 d / (2\lambda) \approx 7 \cdot 10^{-3} \ll 1$ (граничные условия 2-го рода) и число Био $Bi \sim 10^{-4} \ll 1$ (граничные условия 3-го рода) указывают на выполнение изотермического приближения для поля температуры. В случае равномерного распределения температуры в объёме образца между зондами можно перейти к плотности производства энтропии, разделив правую часть уравнения (3) на объём V :

$$\rho(\tau) = \frac{d_1 S}{d\tau} \frac{1}{V} = \frac{IU}{TV} \geq 0. \quad (4)$$

На основе электрических IU и температурных измерений $T(\tau)$ по формулам (2), (4) (данные для $C_p(T)$, $\rho(T)$ взяты из [7]) были рассчитаны зависимости $\rho(\tau)$, которые приведены на рис. 1. Обе зависимости $\rho(\tau)$ являются положительными и уменьшаются с увеличением времени. Рассчитанная на основе электрических параметров зависимость (3) $\rho(\tau)$ является убывающей во времени функцией, так как вводимая мощность $IU(\tau)$ уменьшается со временем при возрастании кривой $T(\tau)$ [5]. Зависимость $\rho(\tau)$, найденная по формуле (2), также является убывающей функцией от времени, так как при увеличении температуры $T(\tau)$ её скорость и, соответственно, скорость изменения плотности производства энтропии должны уменьшаться в результате падения подводимой мощности.

Численное отличие полученных разными способами зависимостей $\rho(\tau)$ связано с нарушением теплового баланса исходных экспериментальных данных. Джоулево тепловыделение в образце в течение времени анализа $\Delta t = (56,6 \dots 42,6) \cdot 10^{-6} \text{ с}$ примерно составляет 91,7 Дж. Теплота, рассчитанная на основе изменения температуры от времени, составляет 116,8 Дж, что примерно в 1,3 раза больше значения теплоты, найденного через электрические параметры. Следовательно, тепловой баланс данных, рассчитанный по электрическим параметрам [5], примерно на 30 % $(116,8 - 91,7) \cdot 100 / 91,7 = 27,4 \%$ меньше баланса, рассчитанного по температурной зависимости $T(\tau)$.

Этот факт подтверждает рис. 1, где зависимость $\rho(\tau)$, найденная по формуле (2) (кривая 1), в среднем на 1,3 больше зависимости, рассчитанной по формуле (4) (кривая 3).

Результаты численного моделирования. С целью выявить причину нарушения теплового баланса исходных экспериментальных данных [5] авторами настоящей статьи выполнено численное моделирование процесса нагрева образца ниобия, максимально приближенное к реальным условиям. В [5] приведены данные изменения температуры от 2000 К до температуры плавления ниобия ≈ 2750 К. Авторы настоящей статьи численно решили нестационарное дифференциальное уравнение теплопроводности в цилиндрических координатах с внутренними источниками теплоты, учитывались зависимости свойств от температуры:

$$\begin{aligned} \rho(T)C_p(T)\frac{\partial T(r, x, \tau)}{\partial \tau} = & \\ = \lambda(T) \left[\frac{\partial^2 T(r, x, \tau)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T(r, x, \tau)}{\partial r} + \frac{\partial^2 T(r, x, \tau)}{\partial x^2} \right] + & \\ + \frac{d\lambda(T)}{dT} \left[\left(\frac{\partial T(r, x, \tau)}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial T(r, x, \tau)}{\partial x} \right)^2 \right] + & \\ + I^2(\tau)\rho_{уд}(T)/S^2, & \end{aligned} \quad (5)$$

где $\rho(T)=8500$ кг/м³; $C_p(T)=7,4863 \cdot 10^{-6}T^2+4,0134 \cdot 10^{-2}T+2,5423 \cdot 10^2$ Дж/(кг·К); теплопроводность $\lambda(T)=2,081 \cdot 10^{-2}T+46,36$ Вт/(м·К) [7]; удельное электрическое сопротивление $\rho_{уд}(T)=-6,44811 \cdot 10^{-14} \cdot T^2+3,51048 \cdot 10^{-10}T+1,29116 \cdot 10^{-7}$ Ом·м; r, x – текущие значения радиуса и длины (центр образца – $x=0$), S – площадь сечения образца.

Граничные и начальные условия:

$$\lambda(T) \left[\frac{\partial T(r, x, \tau)}{\partial r} \right]_{r=R} = -\varepsilon(T)\sigma [T(R, x, \tau)^4 - T_c^4]; \quad (6)$$

$$T(r, 0-12,5 \cdot 10^{-3}, 0) = 2000 \text{ К}; \quad (7)$$

$$T(r, 3,175 \cdot 10^{-2}, \tau) = 300 \text{ К}, \quad (8)$$

где $\varepsilon(T)=-1,368 \cdot 10^{-8} \cdot T^2+1,3719 \cdot 10^{-4} \cdot T-7,201 \cdot 10^{-3}$ – интегральная полусферическая излучательная способность ниобия [6]; $\sigma=5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) – константа Стефана–Больцмана; $T_c=300$ К – температура окружающей среды; $R=8 \cdot 10^{-4}$ м – радиус образца ниобия.

Начальное условие (7) было выбрано в соответствии с данными, приведёнными в работе [5]. Авторы настоящей статьи предполагали, что в начальный момент времени температура между зондами составляла 2000 К, температура образца от места расположения зондов до токоподводов линейно уменьшалась от 2000 до 300 К, при этом по радиусу образца соблюдалось равномерное распределение $T(r, x, \tau)$.

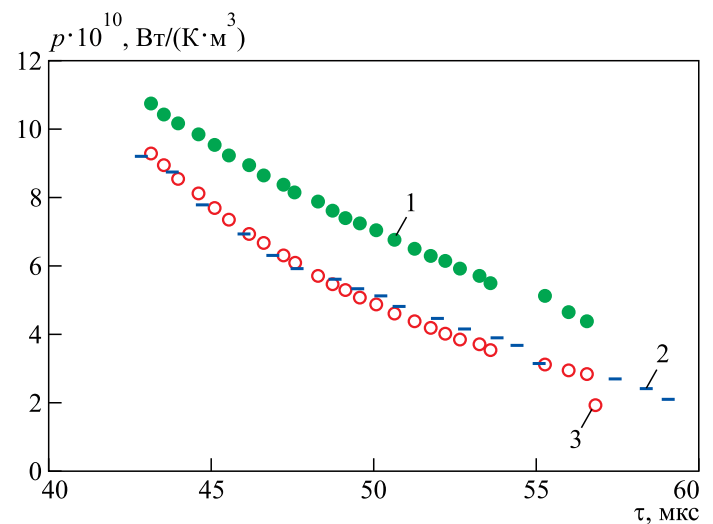


Рис. 1. Зависимости плотности производства энтропии от времени: 1, 2 – расчёт с учётом результатов температурных измерений [5] по формуле (2) и данным $C_p(T)$ [7] соответственно без учёта и с учётом влияния dT/dt ; 3 – расчёт по формуле (4) на основе электрических параметров [5]

Fig. 1. Dependence of the local entropy rate of production from time: 1 – temperature measurements [5]; the formula (2) and to data $C_p(T)$ [7]; 2 – temperature measurements [5], the formula (2) and to data $C_p(T)$ in view of influence dT/dt ; 3 – calculated on the basis of electric parameters [5] under the formula (4)

Согласно граничному условию 1-го рода – уравнению (8) – на концах образца поддерживалась температура $T=300$ К. Шаг измерений по радиусу $\Delta r=8 \cdot 10^{-5}$ м, шаг по времени $\Delta \tau=5 \cdot 10^{-7}$ с.

В работе [5] измерено временное изменение подводимой тепловой мощности между зондами. Для расчёта поля температуры по всему образцу необходимо знать силу тока I . В каждый момент времени первоначально рассчитана средняя температура части образца между зондами, по найденной средней температуре найдены удельное электрическое сопротивление и сопротивление образца на участке между зондами. Затем по известному значению мощности и сопротивлению части образца между зондами рассчитана сила тока $I(\tau)$. Численное решение системы уравнений (5)–(8) позволило определить распределение температуры по всему образцу. Вычисления были завершены по достижению значения температуры центральной части поверхности образца, равной температуре плавления 2750 К [7].

Согласно расчётам авторов настоящей статьи за время нагрева с шагом $(42,6-56,6) \cdot 10^{-6}$ с от 2000 до 2750 К температура части образца между зондами сохраняет равномерное распределение по радиусу и длине образца в каждый момент времени. Потери теплоты излучением (расчёты выполнены для чистой поверхности ниобия и для поверхности, покрытой его окисной плёнкой) оказались

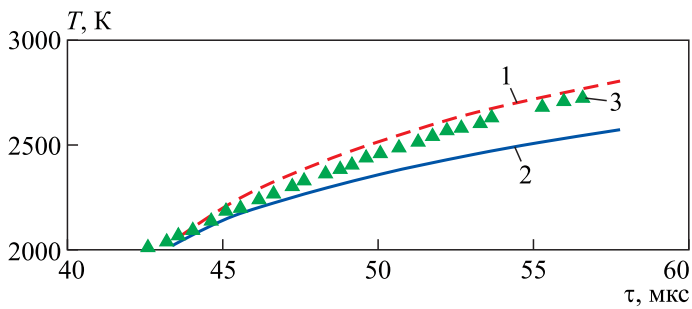


Рис. 2. Временные зависимости действительной температуры поверхности цилиндрического образца ниобия:

1, 2 – зависимости, рассчитанные по данным $C_p(T)$ [7] с учётом и без учёта влияния dT/dt соответственно; 3 – экспериментальная кривая [5] (действительные значения)

Fig. 2. Comparison (3) experimental $T(\tau)$ [5] (the true values) and (2) settlement dependences $T(\tau)$ on a surface of the cylindrical sample of Nb using the data $C_p(T)$ [7] and (1) settlement dependences $T(\tau)$ using the data $C_p(T)$ in view of influence dT/dt

много меньше Джоулева тепловыделения, что соответствовало сделанной ранее оценке числа Старка $St \ll 1$. На рис. 2 приведены экспериментальные и полученные методом численного моделирования зависимости $T(\tau)$. Смоделированные численные значения $T(\tau)$ (кривая 2) оказываются меньше (максимально примерно на 140 K) экспериментальных величин. Следует отметить, что тепловой баланс при численном моделировании не может нарушаться, так как уравнение (5) выводится из условия выполнения баланса теплоты [4].

Обсуждение. Проанализируем возможные причины нарушения теплового баланса исходных экспериментальных данных [5]. Во-первых, численное моделирование позволило исключить влияние неравномерности поля температуры в части образца, расположенной между зондами, и влияние потерь теплоты во внешнюю среду на нарушение теплового баланса. Нарушение синхронизации электрических и температурных измерений, по-видимому, не следует рассматривать, учитывая высокий уровень и опыт авторов [5]. В таблице представлены значения теплоёмкости молибдена и ниобия в твёрдой фазе при температурах соответственно 2000–2700 K и 2000–2650 K, измеренные в условиях, близких к равновесным C_p^p , и в нестационарных экспериментах C_p (метод электростатической левитации, средняя скорость изменения температуры $dT/dt \approx 10^3$ K/c).

Из таблицы следует, что влияние скорости нагрева dT/dt на теплоёмкость образца ниобия соизмеримо с погрешностью определения теплоёмкости при $dT/dt \approx 10^3$ K/c. Однако в работе [10] отмечается, что при $dT/dt \approx 9,2 \cdot 10^7$ K/c относительное уменьшение C_p ниобия от равновесного значения может достигать 50 %. В работе [11] показано, что с увеличением скорости нагрева ($dT/dt \approx 10^3$ K/c) увеличивается различие (в сторону уменьшения) C_p алюминия,

Теплоёмкости металлов в твёрдой фазе при $T \approx T_{пл}$

Металл	C_p^p , Дж/(моль·K)	C_p , Дж/(моль·K)	$100(C_p^p - C_p)/C_p^p$, %
Mo	36,00–47,74 [7]	29,60–40,80 [8]	17,8–14,6
Nb	35–42 [7]	33–40 [9]	5,6–4,9

свинца, β -титана от значений, полученных методом смешения ($dT/dt \approx 2$ K/мин). В работе [12] указано, что «результаты измерения температурной зависимости спектральной излучательной способности металлов, исследуемых импульсным и стационарным методами, могут отличаться из-за различия состояния поверхности исследуемых образцов». В указанной работе также предполагается возможное влияние dT/dt на удельное электрическое сопротивление и относительное удлинение образца в эксперименте импульсного нагрева. Из перечисленных характеристик (теплоёмкость, спектральная излучательная способность, удельное электрическое сопротивление, относительное удлинение) экспериментально исследовано только влияние скорости изменения температуры на теплоёмкость [12]. Там же показано, что повышение скорости dT/dt приводит к уменьшению значения C_p . Прямые исследования влияния dT/dt на спектральную излучательную способность металлов, по-видимому, не проводились. Однако сравнивая результаты измерения яркостной температуры твёрдой фазы вблизи температуры плавления ниобия на длине волны 0,65 мкм при производной $dT/dt \approx 3 \cdot 10^3 \dots 10^4$ [13] и $5 \cdot 10^7$ K/c [5], можно сделать вывод, что яркостная температура и спектральная излучательная способность не зависят от скорости изменения dT/dt . Удельное электрическое сопротивление и относительное удлинение измеряют в стационарном тепловом режиме после относительно длительного времени выдержки [14]. Следовательно, в настоящее время для анализа причин нарушения теплового баланса в работе [5] можно использовать только данные о теплоёмкости.

При численном моделировании авторы настоящей статьи первоначально учитывали свойства, полученные в условиях, максимально близких к равновесным (см. рис. 1, кривая 1, рис. 2, кривая 2). В работе [5] скорость изменения температуры составляла $dT/dt \approx (2-9) \cdot 10^7$ K/c. С целью показать возможное влияние уменьшения теплоёмкости (около 30 % при сохранении температурной зависимости $C_p(T)$ [7]) в экспериментальных условиях, описанных в работе [5], авторы настоящей статьи повторно выполнили численно моделирование $T(\tau)$ и пересчитали зависимость $p(\tau)$ (рис. 1, кривая 2, рис. 2, кривая 1). Из рис. 1 следует, что в этом случае рассогласование найденных по формулам (2), (4) расчётных зависимостей $p(\tau)$ нивелируется. Таким образом, формула (2), правомерность которой была ранее показана в условиях самопроизвольного охлаждения сферического образца молибдена при $dT/dt \approx 10^3$ K/c [3], оказалась работоспособной и в условиях импульсного электрического нагрева при $dT/dt \approx 10^7$ K/c.

Заключение. Выполненный анализ показал, что найденные по формулам (2), (4) зависимости $\rho(\tau)$ являются положительными, характеризуются убывающей функцией и отличаются численно на значение нарушения теплового баланса исходных экспериментальных данных [5], если использовать данные о теплоёмкости ниобия, полученные при условиях, близких к равновесным. Численное моделирование, проведённое с учётом зависимости $C_p(T)$ от $dT/d\tau$, позволило объяснить возможную причину нарушения теплового баланса в исходных данных [5] и, главное, показать совпадение зависимостей $\rho(\tau)$, найденных по формулам (2), (4). Следовательно, установлена правомерность использования формулы (2) в условиях метода импульсного электрического нагрева (при равномерном поле температуры в каждый момент времени). Формула (2) может оказаться полезной при изучении нестационарных процессов нагрева или охлаждения при отсутствии градиента температуры в объёме образца.

Список литературы

1. Prigogine I., Kondepudi D. *Modern Thermodynamics. From Heat Engines to Dissipative Structures*, New York, John Wiley&Sons, 1999, 461 p.
2. Костановский А. В., Костановская М. Е. О роли потока в нестационарной тепловой задаче охлаждения сферы из молибдена в эксперименте электростатической левитации // Теплофизика высоких температур. 2017. Т. 55. № 6. С. 696–699. DOI: 10.7868/S0040364417060035
3. Костановский А. В., Костановская М. Е. Термодинамическое приложение метода электростатической левитации // Измерительная техника. 2012. № 9. С. 34–37.
4. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. 599 с.
5. Cezairliyan A., McClure J. L., *International Journal of Thermophysics*, 1987, vol. 8, no. 5, pp. 577–940. DOI: 10.1007/BF00503644
6. Излучательные свойства твердых материалов. Справочник / Под общ. ред. А. Е. Шейндлина. М.: Энергия, 1974. 470 с.
7. Thurnay K., *Thermal Properties of Transition Metals*, Karlsruhe, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 1998. 126 p.
8. Paradis P.-F., Ishikawa T., Yoda S., *International Journal of Thermophysics*, 2002, vol. 23, no. 2, pp. 555–568. DOI: 10.1023/A:10151697221771
9. Paradis P.-F., Ishikawa T., Yoda S., *Journal of Material Science*, 2001, vol. 36, no. 21, pp. 5125–5130. DOI: 10.1023/A:1012477308332
10. Тугоплавкие металлы, сплавы и соединения с монокристаллической структурой / Под ред. Е. М. Савицкого. М.: Наука, 1984. С. 156–160.
11. Чеховской В. Я., Пелецкий В. Э. О релаксации точечных дефектов в металлах // Теплофизика высоких температур. 2011. Т. 49. № 1. С. 45–55.
12. Чеховской В. Я., Пелецкий В. Э. Проблемы измерения температуры проводников, нагреваемых импульсом электрического тока // Теплофизика высоких температур. 2009. Т. 47. № 3. С. 371–378.
13. Kaschnitz E., Cezairliyan A., *International Journal of Thermophys*, 1996, vol. 17, no. 5, pp. 1069–1078. DOI: 10.1007/BF01441995
14. Костановский А. В., Компан Т. А., Костановская М. Е., Крымов В. М., Зеодинов М. Г., Пронкин А. А. Измерение температурного коэффициента линейного расширения монокристаллического оксида алюминия // Измерительная техника. 2015. № 2. С. 46–49.

References

1. Prigogine I., Kondepudi D. *Modern Thermodynamics. From Heat Engines to Dissipative Structures*, New York, John Wiley&Sons, 1999, 461 p.
2. Kostanovskiy A. V., Kostanovskaya M. E., *High Temperature*, 2017, vol. 55, no. 6, pp. 866–869. DOI 10.1134/S0018151X17060104
3. Kostanovskiy A. V., Kostanovskaya M. E., *Measurement Techniques*, 2012, vol. 55, no. 9, pp. 1043–1048. DOI: 0543-1972/12/5509-1043
4. Lykov A. V., *Teoriya teploprovodnosti*, Moscow, Vysshaya Shkola Publ., 1967, 599 p. (in Russian).
5. Cezairliyan A., McClure J. L., *International Journal of Thermophysics*, 1987, vol. 8, no. 5, pp. 577–940. DOI: 10.1007/BF00503644
6. *Izluchatel'nye svoystva tverdykh materialov. Spravochnik*, ed. Sheindlin A. E., Moscow, Energiya Publ., 1974, 470 p. (in Russian).
7. Thurnay K., *Thermal Properties of Transition Metals*, Karlsruhe, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 1998, 126 p.
8. Paradis P.-F., Ishikawa T., Yoda S., *International Journal of Thermophysics*, 2002, vol. 23, no. 2, pp. 555–568. DOI: 10.1023/A:10151697221771
9. Paradis P.-F., Ishikawa T., Yoda S., *Journal of Material Science*, 2001, vol. 36, no. 21, pp. 5125–5130. DOI: 10.1023/A:1012477308332
10. *Tugoplavkie metally, splavy i soedineniya s monokristallicheskoj strukturoj*, ed. Savishkii E. M., Moscow, Nauka Publ., 1984, pp. 156–160 (in Russian).
11. Chekhovskoi V. Ya., Peletsky V. E., *High Temperature*, 2011, vol. 49, no. 1, pp. 45–54. DOI: 10.1134/S0018151X10051013
12. Chekhovskoi V. Ya., Peletsky V. E., *High Temperature*, 2009, vol. 47, no. 3, pp. 352–358. DOI: 10.1134/S0018151X09030080
13. Kaschnitz E., Cezairliyan A., *International Journal of Thermophys*, 1996, vol. 17, no. 5, pp. 1069–1078. DOI: 10.1007/BF01441995
14. Kostanovskiy A. V., Compan T. A., Kostanovskaya M. E., Krymov V. M., Zeodinov M. G., Pronkin A. A., *Measurement Techniques*, 2015, vol. 58, no. 2, pp. 179–182. DOI: 10.1007/s11018-015-0682-6

Дата поступления: 09.10.2019.

Дата принятия: 22.11.2019.

About definition of the local entropy rate of production in experiment of pulse electric heating

Alexandr V. Kostanovskiy, Margarita E. Kostanovskaya

Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation,
e-mail: kostanovskiy@gmail.com, laimfam@gmail.com

Work is devoted to studying of a linear mode thermodynamic – a mode which is actively investigated now. One of the main concepts of a linear mode – local entropy rate of production. The purpose of given article consists in expansion of a circle of problems for which it is possible to calculate a local entropy rate of production, namely its definition, using the experimental “time-temperature” curves of heating/cooling. “Time-temperature” curves heating or cooling are widely used in non-stationary thermophysical experiments at studying properties of substances and materials: phase transitions of the first and second sort, a thermal capacity, thermal diffusivity. The quantitative substantiation of the formula for calculation of the local entropy rate of production in which it is used thermogram (change of temperature from time) which is received by a method of pulse electric heating is resulted. Initial time dependences of electric capacity and temperature are measured on the sample of niobium in a microsecond range simultaneously. Conformity of two dependences of the local entropy rate of production from time is shown: one is calculated under the known formula in which the brought electric capacity is used; another is calculated, using the thermogram.

Key words: the local entropy rate of production, a method of pulse electric heating, temperature.