

Яркостная температура оксида алюминия при его нагреве концентрированным лазерным излучением

В. К. БИТЮКОВ, В. А. ПЕТРОВ

Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, Москва, Россия, e-mail: bitukov@mirea.ru

Приведены результаты расчета температурных полей в плоском слое оксида алюминия при быстром нагреве и плавлении излучением CO_2 -лазера с различной плотностью потока. Расчеты проведены с помощью новой математической модели нестационарного радиационно-кондуктивного теплопереноса. Показано, что яркостная температура, измеряемая на длине волны 0,65 мкм, отличается от температуры поверхности.

Ключевые слова: яркостная температура, оксид алюминия, радиационно-кондуктивный теплоперенос, двухфазная зона.

Big difference between the radiance temperature at wavelength 0,65 micrometer and the surface temperature is obtained. Results of computing of temperature distributions in a plane layer of aluminum oxide at its rapid heating and melting by concentrated CO_2 laser radiation of different densities are presented. The calculations have been carried out on the base of a new mathematical model of unsteady radiation and conduction heat transfer.

Key words: radiance temperature, aluminum oxide, combined radiation and conduction heat transfer, two-phase zone.

Быстрый нагрев различных материалов концентрированным лазерным излучением до температур, превышающих температуру их плавления, широко используется в ряде технологических процессов. При этом одним из важнейших параметров, характеризующих процессы обработки материалов лазерным излучением, является температура их поверхности. Существует достаточно большое количество работ, относящихся к моделированию таких процессов, где в основном рассмотрены поверхностный нагрев и плавление металлов и других непрозрачных веществ, перенос энергии в которых осуществляется только путем теплопроводности. В других веществах, называемых полупрозрачными, перенос энергии происходит не только с помощью теплопроводности, но и с помощью излучения, а греющее лазерное излучение проникает внутрь на определенное расстояние. К таким веществам относятся все диэлектрики, полупроводники, и, в частности, практически все тугоплавкие оксиды. При нагреве тугоплавких оксидов лазерным излучением поле температуры формируется в процессе совместного радиационно-кондуктивного теплопереноса (РКТ) при объемном тепловыделении. Для расчета поля температур в этом случае нужно знать оптические и теплофизические свойства веществ, определяемые экспериментально. До настоящего времени из-за трудностей в выполнении соответствующих экспериментов данные по оптическим и теплофизическим свойствам твердых оксидов и их расплавов вблизи температуры плавления практически отсутствуют. Исключением является оксид алюминия Al_2O_3 , так как его температура плавления (2327 К) относительно невысока. Также есть данные и по свойствам расплава, однако расхождения между значениями, полученными различными авторами, весьма существенны (особенно по коэффициентам поглощения расплава и действительной, не отягощенной влиянием излучения, теплопроводностью). Тем не менее, Al_2O_3 является

единственным из тугоплавких оксидов, для расплава которого существуют необходимые данные для расчетов РКТ. Между тем вплоть до недавнего времени (начало XXI в.) перенос энергии при плавлении Al_2O_3 рассматривали только как проблему теплопроводности [1–3].

Первые работы по проблеме РКТ при нагреве и плавлении полупрозрачных веществ опубликованы в конце 1960-х и начале 1970-х гг., их подробный обзор представлен в [4]. В то время везде использовали классическую модель фазового перехода, в которой рассматривали два слоя — твердый и жидкий, разделенные границей. Для описания этой модели использовали традиционное условие Стефана, но при радиационном переносе энергии оно математически некорректно. Более общая модель плавления и затвердевания при объемных источниках энергии включает образование двухфазной зоны определенной протяженности с переменным по координате соотношением твердой и жидкой фаз. Впервые такая модель применительно к полупрозрачным веществам была сформулирована в [5]. Однако результаты расчетов, представленные в [5], из-за весьма ограниченных в то время возможностей вычислительной техники, не опирались на разработанную модель в ее общей формулировке. В этой работе не были рассмотрены какие-либо реальные вещества и граничные условия. С целью демонстрации эффекта образования двухфазной зоны там же были представлены результаты расчета РКТ для трех сильно идеализированных случаев затвердевания геометрически бесконечно протяженной жидкой среды, на поверхности которой температура скачком уменьшалась до температуры меньшей, чем температура плавления.

В [6] проведен подробный анализ результатов по РКТ в условиях образования двухфазной зоны. Рассмотрены процессы плавления и затвердевания плоского слоя. Убедительно показана необходимость учета образования двухфаз-

ной зоны, но так же, как и в [5], авторы [6] анализировали РКТ лишь в модельных средах, что существенно упрощало математическую формулировку проблемы и облегчало проведение расчетов.

В [7] впервые была представлена обобщенная строгая математическая модель РКТ для случая нагрева и плавления концентрированным лазерным излучением селективно излучающего и поглощающего вещества и его последующего охлаждения и затвердевания. Некоторые численные расчеты в рамках этой модели получены для Al_2O_3 как конкретного эталонного вещества. Из-за малого количества проведенных в то время расчетов, в [7] результаты приведены лишь фрагментарно для одной плотности потока q греющего излучения. Влияние q на формирование поля температуры в Al_2O_3 подробно рассмотрено позднее в [8].

Однако вплоть до настоящего времени вопрос об измерении температуры поверхности в процессе быстрого нагрева полупрозрачного материала не исследовался. Температура поверхности — важнейший технологический параметр лазерной обработки, как правило, в технологических процессах измеряется яркостными монохроматическими пирометрами, в большинстве случаев использующими длину волны $\lambda = 0,65$ мкм. При этом нужно обязательно вводить поправку на значение излучательной способности, что можно сделать, если излучающий слой изотермичен. При быстром нагреве полупрозрачных материалов концентрированным лазерным излучением изотермичность в излучающем слое отсутствует.

На рис. 1, а в качестве примера показаны результаты расчета температурных полей в различные моменты времени t в плоском кристалле Al_2O_3 толщиной 5 мм при его нагреве излучением CO_2 -лазера с $q = 600$ Вт/см². На поверхности кристалла температура плавления 2327 К достигается в момент $t_{\text{н.н}} = 0,94$ с от начала нагрева и в течение примерно 0,44 с (см. рис. 1, б) не изменяется, а в очень тонком приповерхностном слое наблюдается двухфазная зона, в которой толщина жидкой фазы увеличивается. Начиная с момента $t_{\text{н.н}} = 1,38$ с в этой зоне остается только однофазный расплав. В процессе дальнейшего нагрева увеличива-

ется как толщина расплава δ , так и температура его поверхности. В момент прекращения нагрева, который составил 20 с, температура нагреваемой поверхности $T_{\text{н}}^{\text{п}} = 2895$ К, $\delta \approx 0,8$ мм, а температура противоположной (задней) поверхности $T_{\text{н}}^{\text{з}} = 2164$ К.

Расчеты показали, что двухфазная зона образуется только на начальной стадии нагрева. Ее максимальную толщину в значительной мере определяет коэффициент поглощения греющего излучения CO_2 -лазера для $\lambda = 10,6$ мкм. Из-за отсутствия экспериментальных данных для коэффициента поглощения расплава при этой длине волны его принимают равным 1000 см^{-1} и не зависящим от температуры, что соответствует экспериментальным данным, полученным при комнатной температуре.

Продолжительность существования двухфазной зоны в процессе нагрева зависит от q . Расчеты проведены для $q = 200; 400; 600; 1200; 3000$ Вт/см². На рис. 2, а показаны соответствующие этим плотностям зависимости температур

$T_{\text{н}}^{\text{п}}, T_{\text{н}}^{\text{з}}$ поверхностей плоского слоя, а также разность действительной и яркостной температур $T_{\text{н}}^{\text{п}} - T_{\text{я}}^{\text{п}}$ передней поверхности. На рис. 2, б также представлена начальная стадия нагрева с большим разрешением по времени.

Полученные результаты отражают: специфику нагрева полупрозрачных веществ концентрированным излучением; общие характерные особенности быстрого нагрева конденсированных сред мощными тепловыми потоками; свойства конкретного полупрозрачного вещества Al_2O_3 , особенность которого заключается в большом различии (около двух порядков) коэффициентов поглощения расплава оксида и его твердой фазы вблизи температуры плавления [9—12].

Специфика полупрозрачного вещества состоит в образовании на глубине проникновения греющего излучения CO_2 -лазера двухфазной зоны, которая из-за принятого коэффициента поглощения должна быть около 0,01 мм, если перед началом плавления она являлась изотермичной. Однако большой градиент температуры перед началом плав-

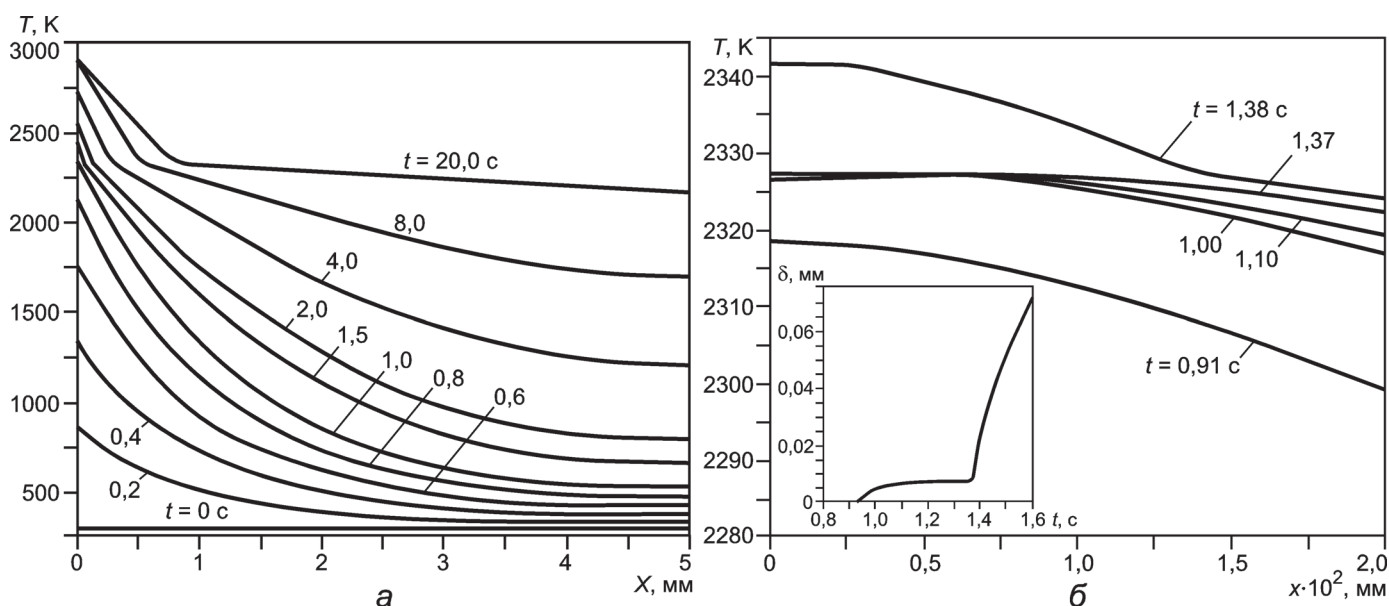
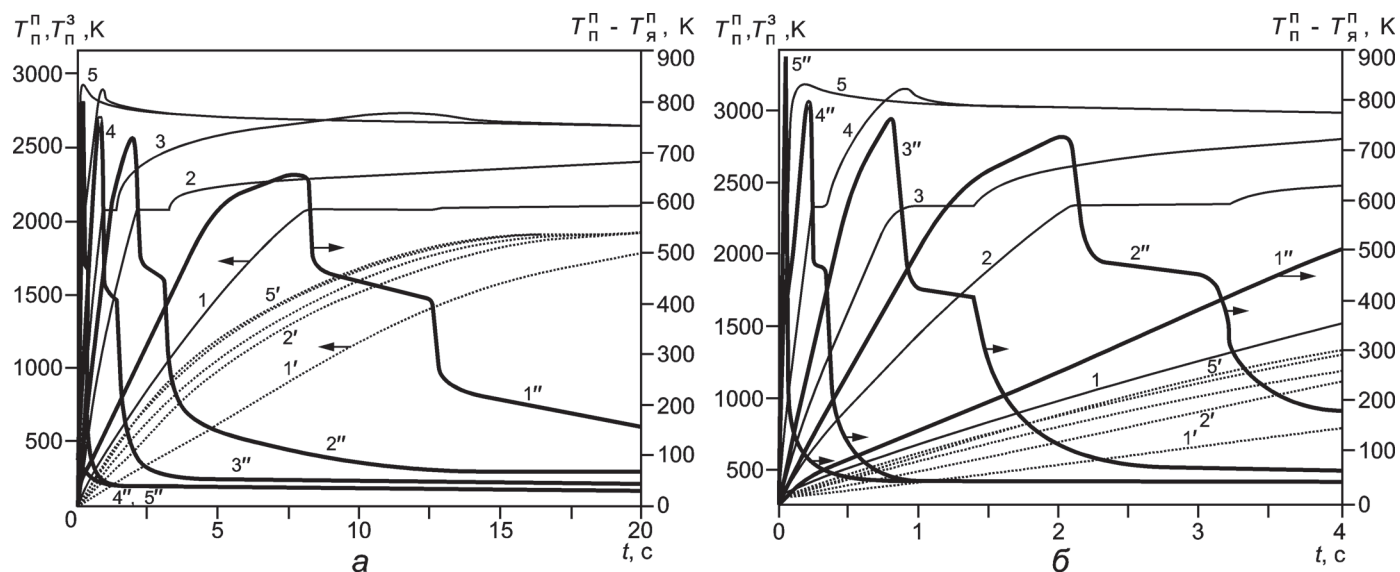


Рис. 1. Распределение температуры T при нагреве лазерным излучением с плотностью потока $q = 600$ Вт/см² в моменты времени t в плоском слое (а) и приповерхностном слое Al_2O_3 (б); на вставке — зависимость толщины расплава δ от времени t

Рис. 2. Изменение температур при различных плотностях потока q :

a — температуры передней T_n^p и задней T_n^3 поверхностей слоя, разности $T_n^p - T_n^3$ — действительной и яркостной температур соответственно кривые 1, 1', 1'' — $q = 200$ Вт/см²; 2, 2', 2'' — $q = 400$ Вт/см²; 3, 3', 3'' — $q = 600$ Вт/см²; 4, 4', 4'' — $q = 1200$ Вт/см²; 5, 5', 5'' — $q = 3000$ Вт/см²; b — те же температуры в начальной стадии нагрева в большем масштабе по времени

ления приводит к тому, что наиболее близкие к поверхности слои начинают плавиться чуть раньше, но во всех случаях от начала поверхностного плавления до образования протяженной двухфазной зоны проходит гораздо меньше времени, чем время плавления двухфазной зоны. Максимальная толщина двухфазной зоны меньше значения величины, обратной коэффициенту поглощения для длины волны греющего излучения CO_2 -лазера. Это связано с большим градиентом температуры из-за отвода теплоты как теплопроводностью, так и излучением, что очень важно, так как кристалл Al_2O_3 имеет невысокий коэффициент поглощения в энергетически важной для переноса излучения области спектра [9].

Из рис. 2, a , b следует, что время плавления двухфазной зоны определяется плотностью потока q греющего лазерного излучения. С увеличением q относительное уменьшение времени плавления двухфазной зоны гораздо больше, чем относительное увеличение плотности потока. Достаточно большие $q = 3000$ и 1200 Вт/см² приводят к появлению максимума (острого пика) температуры поверхности на начальной стадии нагрева при $t_{\text{н.н}} = 0,18$ и $0,9$ с, соответственно. Для $q = 600$ Вт/см² этот максимум очень размыт и наблюдается в районе $t_{\text{н.н}} = 12$ с, а при $q = 400$ и 200 Вт/см² вообще отсутствует.

Расчеты показали, что толщина расплава δ при нагреве излучением с $q = 3000$ Вт/см² на начальной стадии нагрева, как и следовало ожидать, растет быстрее, чем с $q = 1200$ Вт/см². Однако потом зависимости $\delta(t)$ сближаются, и примерно начиная с $1,2$ с, толщина расплава при этих двух значениях плотности уже мало отличается. Причиной этого является испарение расплава с поверхности. Для указанных q к моменту $t_{\text{н.н}} = 1,2$ с температуры нагреваемой передней поверхности совпадают (см. рис. 2, b), их дальнейшее монотонное снижение связано с прогревом слоя в твердой фазе и повышением его температуры, что ведет к увеличению потерь теплоты в результате излучения из объема оксида через заднюю поверхность слоя.

На рис. 2, a прослеживается не вполне очевидный факт: по мере увеличения длительности нагрева графики температу-

ры задней поверхности T_n^3 слоя начинают сближаться не только для $q = 3000, 1200$ Вт/см², где испарение существенно и температуры нагреваемой поверхности близки, но и для $q = 600, 400$ Вт/см², где испарение несущественно. Здесь проявляется специфика Al_2O_3 : так как у его расплава коэффициент поглощения очень большой и в энергетически важной области спектра превышает 100 см^{-1} , то в выходящее через холодную поверхность излучение вносит вклад лишь расплав на границе с кристаллом, имеющий фиксированную температуру плавления 2327 К. Поскольку расплав занимает малую часть толщины слоя, то поле температуры слоя в твердой фазе по мере прогрева и перехода к квазистационарному состоянию становится одинаковым, что обеспечивает одну и ту же температуру задней поверхности. При этом температура передней нагреваемой поверхности будет различной. В представленных на рис. 2, a результатах для наименьшей $q = 200$ Вт/см² температура задней поверхности меньше из-за более медленного нагрева, при котором за время $t_{\text{н.н}} = 20$ с еще не достигнуто квазистационарное состояние. Расчеты показали, что для $q = 200$ Вт/см² через

$t_{\text{н.н}} = 20$ с температура $T_n^3 = 2023$ К, при этом $T_n^p = 2346$ К, толщина расплава $\delta = 0,05$ мм. При дополнительных расчетах для этой q получили, что в момент времени $t_{\text{н.н}} = 30$ с они составляют $2126; 2353$ К и $0,063$ мм, соответственно, а в момент $t_{\text{н.н}} = 40$ с — $2131; 2353$ К и $0,066$ мм и при дальнейшем нагреве, вплоть до 100 с, не изменяются. Это означает: уже к моменту $t_{\text{н.н}} = 40$ с для $q = 200$ Вт/см² достигается стационарное температурное состояние. При этом значения T_n^p близки при всех других плотностях потока q греющего излучения.

Характер формирования температурного поля в процессе нагрева и коэффициент поглощения оксида для $\lambda = 0,65$ мкм определяют соотношение между действительной T_n^p и яр-

костной T_n^n температурами нагреваемой поверхности. В выходящее из передней поверхности излучение в процессе нагрева слоя твердой фазы вносит вклад вся толщина слоя в 5 мм из-за малости коэффициента поглощения кристалла

Al_2O_3 . Это отражено на рис. 2, а, б, где значение $T_n^n - T_{я}^n$ быстро увеличивается при всех q , и в момент начала плавления (появления жидкой фазы в образующейся двухфазной зоне) достигает максимума. Необходимо заметить, что при

$T_n^n > 1800$ К темп роста $T_n^n - T_{я}^n$ уменьшается вследствие более крутого увеличения коэффициента поглощения для $\lambda = 0,65$ мкм в этом температурном диапазоне [9]. В момент начала плавления в связи с появлением первой порции расплава в двухфазной зоне (из-за большего на два порядка коэффициента поглощения расплава по сравнению с кристаллом Al_2O_3), уменьшается толщина излучающего слоя, вносящего вклад в выходящее излучение. Это отражается как крутое уменьшение $T_n^n - T_{я}^n$. На стадии активной двухфазной зоны происходит снижение темпа падения — $T_n^n - T_{я}^n$, что видно на зависимости $T_n^n(t)$ по слабонаклонным плато, находящимся напротив горизонтальных.

После полного расплавления двухфазной зоны начинается второе крутое уменьшение $T_n^n - T_{я}^n$, что вызвано ростом толщины δ слоя расплава и увеличением его коэффициента поглощения с ростом температуры. Постепенно вследствие влияния обоих факторов слой расплава становится оптически бесконечным, твердая фаза перестает вносить вклад в выходящее излучение, темп изменения $T_n^n - T_{я}^n$ уменьшается и постепенно переходит к постоянному значению. Этому способствует испарение с поверхности расплава, оказывающее заметное влияние при нагреве потоком излучения с плотностями $q = 1200; 3000$ Вт/см².

Полученные данные по зависимостям яркостной температуры $T_{я}^n$ для $\lambda = 0,65$ мкм от температуры передней поверхности T_n^n при различных плотностях потока q греющего излучения представлены в таблице.

Зависимость яркостной температуры $T_{я}^n$ при разных температурах поверхности T_n^n в процессе нагрева слоя Al_2O_3 толщиной 5 мм излучением различной плотности q CO_2 -лазера

T_n^n , К	$T_{я}^n$, К, при q , Вт/см ²				
	200	400	600	1200	3000
1400	934	909	895	875	—
1600	1042	1015	995	971	948
1800	1186	1146	1123	1094	1070
2000	1369	1316	1283	1248	193
2200	1549	1477	1438	1391	1330
2327*	1894	1664	1580	1556	1543

* Данные относятся к началу плавления.

Окончание таблицы

T_n^n , К	$T_{я}^n$, К, при q , Вт/см ²				
	200	400	600	1200	3000
2400	—	2240	2182	2099	1944
2600	—	2547	2527	2453	2314
2800	—	—	2762	2706	2591
3000	—	—	2970	2934	2845
3200	—	—	—	—	3076

Выводы. При всех q в процессе нагрева слоя твердого оксида алюминия существует огромная разница между действительной T_n^n и яркостной $T_{я}^n$ температурами поверхности, по мере увеличения q она увеличивается. Однако даже для минимальной из рассмотренных $q = 200$ Вт/см² применять для измерения температуры поверхности монохроматические пирометры с $\lambda = 0,65$ мкм нельзя.

После плавления двухфазной зоны по мере увеличения толщины δ расплава разница действительной и яркостной температур уменьшается. При некоторых q и высоких температурах, когда толщина расплава становится значительной, и выходящее излучение определяется только полем температуры в расплаве, значение $T_n^n - T_{я}^n$ становится небольшим. В этом случае для определения температуры поверхности по измеренной яркостной температуре применение расчетной поправки может обеспечить приемлемую точность определения T_n^n . Такая ситуация наблюдается, например, при $q = 400$ Вт/см², когда $T_n^n \approx 2600$ К, при $q = 600$ Вт/см² — в диапазоне $T_n^n = 2800...3000$ К. Однако при более высоких $q = 1200; 3000$ Вт/см², когда в слое расплава имеют место большие градиенты температур, значение $T_n^n - T_{я}^n$ остается высоким, вплоть до температур интенсивного испарения 3200 К.

Л и т е р а т у р а

1. Li J. F., Li L., Stott F. H. Comparison of Volumetric and Surface Heating Sources in the Modeling of Laser Melting of Ceramic Materials // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2004. V. 47. P. 1159—1174.
2. Li J. F., Li L., Stott F. H. A. Tree-dimensional Numerical Model for a Convection-diffusion Phase Change Process During Laser Melting of Ceramic Materials // Ibid. P. 5523—5539.
3. Li J. F., Li L., Stott F. H. Predictions of Flow Velocity and Velocity Boundary Layer Thickness at the Surface During Laser Melting of Ceramic Materials // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. V. 37. P. 1710—1717.
4. Петров В. А., Марченко Н. В. Перенос энергии в частично прозрачных твердых материалах. М.: Наука, 1985.
5. Chen S. H., Cho D. H., Kocamustafaogullary G. Melting and Solidification with Internal Radiative Transfer — A Generalized Phase Change Model // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1983. V. 26. P. 621—633.

6. Рубцов Н. А., Тимофеев А. М., Савинова Н. А. Комбинированный теплообмен в полупрозрачных средах. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2003.

7. Petrov V. A., Titov V. E., Vorobyev A. Yu. Numerical Simulation of Concentrated Laser Radiation Heating of Refractory Oxides // High Temp-High Press. 1999. V. 31. P. 267—274.

8. Битюков В. К., Петров В. А., Смирнов И. В. Влияние плотности потока на формирование поля температуры в оксиде алюминия при его нагреве концентрированным лазерным излучением // ТВТ. 2009. Т. 47. № 4. С. 589—596.

9. Лингарт Ю. К., Петров В. А., Тихонова Н. А. Оптические свойства лейкосапфира при высоких температурах. I. Область полупрозрачности // ТВТ. 1982. Т. 20. № 5. С. 872—880.

10. Лингарт Ю. К., Петров В. А., Тихонова Н. А. Оптические свойства лейкосапфира при высоких температурах. II. Свойства монокристалла в области непрозрачности и свойства расплава // ТВТ. 1982. Т. 20. № 6. С. 1085—1092.

11. Petrov V. A. Abrupt Increase of the Absorption Coefficient of Alumina at Melting by Laser Radiation and Its Decrease at Solidification // Int. J. Thermophys. 2009. V. 30. P. 1938—1959.

12. Bityukov V. K., Petrov V. A. Absorption Coefficient of Molten Aluminum Oxide in Semitransparent Spectral Range // Appl. Phys. Research. 2013. V. 5. N. 1. P. 51—71.

Дата принятия 18.04.2014 г.

551.508:681.586

Погрешность градуировки термисторного измерителя температуры аэрологического радиозонда

А. С. БОРОВКОВ, В. Г. ЧУЙКО

Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Москва, Россия,
e-mail: chuiko.vladislav@mail.ru

Представлен анализ погрешностей градуировки термисторных измерителей температуры аэрологических радиозондов. Установлено, что погрешность индивидуальной градуировочной характеристики — главный источник погрешности измерителя температуры. Показано, что при аппроксимации функции преобразования термистора аналитической функцией, применяемой для всех радиозондов, выпускаемых в России, погрешность измерителя температуры в десятки раз больше, чем случайная при градуировке.

Ключевые слова: аэрологический радиозонд, измеритель температуры, градуировка.

The analysis of calibration errors of the thermistor temperature meters used in the aerological radiosondes is presented. It was found that the calibration error is the main source of temperature meter error. It is shown that the meter error at the approximation of the thermistor conversion function the meter error is dozen of times higher than the random error of temperature measurement during calibration.

Key words: aerological radiosonde, temperature meter, calibration.

В настоящее время в России для аэрологического радиозондирования атмосферы используют информационные измерительные системы с тремя типами радиолокационных станций, характеристики которых в течение 1970—2005 гг. постепенно улучшались [1]. В то же время в термисторных измерителях температуры (ИТ) атмосферы аэрологических радиозондов (РЗ) до сих пор используют технические решения и конструкции, предложенные и исследованные еще в 1965—1980 гг. В зарубежных аэрологических РЗ погрешность ИТ в течение последних 30 лет снизилась в 3—4 раза. Международные сличения отечественных РЗ уже в 1996 г. показали, что в зондах типа МРЗ-3 погрешность термисторных ИТ, как средств прямых измерений температуры термометрического тела, в 3—4 раза больше, чем у лучших зарубежных РЗ [2]. Сравнение разброса показаний в ансамбле РЗ типа МРЗ-3 в указанных сличениях с разбросом результатов измерений у пяти лучших типов РЗ привело к предположению, что основной источник разброса погрешностей ИТ указанного типа — суммарная инструментальная

погрешность ΔT_T определения температуры термистора T_T . При анализе погрешностей ИТ ранее не учитывали доминирующую составляющую — суммарную погрешность градуировочной характеристики (ГХ), т. е. погрешность градуировки

ΔT_T^I , определяемую как погрешность действительного значения T_T , приписанную отметке шкалы средства измерений в результате градуировки. Вместо анализа погрешности ГХ рассматривали погрешность функции преобразования (ФП) ИТ, хотя результат измерения T_T рассчитывали именно по индивидуальной ГХ, являющейся функцией, обратной ФП, и представляющей зависимость T_T на входе термисторного ИТ от показаний $T_{ин}$ на его выходе. Анализ ΔT_T^I на основе модели, адекватно описывающей измерение T_T и метод градуировки, ранее не проводили. Однако он необходим и актуален, так как разработка нового поколения современных термисторных ИТ для российских аэрологических РЗ важна и неизбежна.