

УДК 536.52

ПРОБЛЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРОВОДНИКОВ, НАГРЕВАЕМЫХ ИМПУЛЬСОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

© 2009 г. В. Я. Чеховской, В. Э. Пелецкий

Объединенный институт высоких температур РАН

125412, Москва, Россия

E-mail: pel@iht.mpei.ac.ru

Поступила в редакцию 30.06.2008 г.

Рассмотрены различные методы измерения температуры проводников, нагреваемых импульсом электрического тока. Особое внимание уделено оптическим методам. Обсуждаются способы конструктивного решения моделей черного тела, в том числе разработанные в последнее время для измерения температуры при импульсном нагреве малых объектов до 5000 К и выше. Описаны новые методы быстрого измерения истинной температуры поверхности проводников: метод лазерной поляриметрии и рефлектометрический метод. Этими методами впервые без модели черного тела можно измерять и исследовать зависимость спектральной излучательной способности от скорости нагрева и охлаждения. Анализируется возможность появления специфической погрешности в измерениях температуры быстронагреваемых объектов, обусловленной отклонением процесса от термодинамически равновесного и, как следствие, сдвигом фиксируемой температуры плавления по отношению к равновесной.

PACS:64.70-D; 07.20.ka

ВВЕДЕНИЕ

Метод импульсного нагрева проводников электрическим током получил широкое распространение при измерении теплофизических свойств металлов и сплавов в твердом и жидком состояниях в области высоких температур и давлений [1–7]. Благодаря кратковременности нагрева появилась возможность избежать погрешностей измерений, характерных для стационарных методов выше 2000 К и связанных с взаимодействием исследуемых образцов с окружающей газовой средой и контактирующими материалами (тиглями при исследовании расплавов и др.), а также потерей тепла излучением и испарением. При быстром нагреве расплавленный образец может сохранять свою геометрию в течение времени, достаточного для измерения теплофизических свойств ряда расплавов металлов до 5000 К и выше.

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ИМПУЛЬСНОМ НАГРЕВЕ

Одним из основных измеряемых параметров в теплофизических исследованиях является температура, от точности определения которой в значительной мере зависит достоверность результатов измерений [7, 8]. Источником сведений о температуре объекта могут быть термоэлектрические преобразователи, изменение с температурой электрического сопротивления изучаемого объекта, наконец, собственное тепловое излучение послед-

него [1]. В качестве примера использования термопар для измерения температуры в импульсном методе при скорости нагрева 800–1700 К/с можно привести работу [9], в которой исследовались температурные зависимости теплоемкости и электропроводности титана в интервале 300–1900 К. До 1500 К использовались платина-платинородиевые термопары диаметром 0.05 мм, а до 1900 К – вольфрам-рениевые термопары с диаметром электродов 0.1 мм. Исследуемый образец в этих опытах изготавливался из титановой проволоки диаметром 1.6 мм, а термопарные провода приваривались к ней каждый отдельно в эквипотенциальной плоскости. Погрешности измерения температуры термопарами в условиях быстрого импульсного нагрева оценить трудно, так как они могут быть связаны с оттоком тепла по электродам, с электромагнитными наводками от проходящего через образец мощного импульса электрического тока и др. Авторы [9] оценили погрешность измерения теплоемкости титана в 5%, и эта оценка подтверждается при сопоставлении указанных данных со справочными величинами из [10].

Так как в импульсном нагреве электросопротивление исследуемого проводника может быть рассчитано по измеряемой силе тока и падению напряжения, то заманчивым является использование измеряемого электросопротивления для определения температуры по температурной зависимости удельного электросопротивления, если таковая изучена ранее. Однако погрешность

такого метода зависит от ряда факторов, которые приводят к неопределенности в определении температуры: 1) необходимо знать изменение геометрических размеров проводника во время нагрева, чтобы рассчитать удельное электросопротивление; 2) необходима идентичность термомеханической обработки и состава исследуемого в импульсном нагреве образца проводнику, для которого измерялась температурная зависимость удельного электросопротивления в стационарных условиях; 3) при больших скоростях нагрева 10^6 – 10^9 К/с и выше могут иметь место неравновесные процессы (особенно в области плавления), в результате чего вклад тепловых вакансий в электросопротивление будет меньше, чем в равновесных условиях, а температура начала плавления может превышать равновесную температуру плавления на сотни градусов [4, 7, 8, 11, 12]. В результате этого температуры начала плавления и температурная зависимость электросопротивления в области плавления для стационарных и нестационарных измерений электросопротивления будут отличаться, что может привести к существенным ошибкам.

Особый интерес для измерения температуры в импульсных экспериментах представляют собой фотоэлектрические методы. Здесь возможны два варианта: А – истинная температура измеряется быстродействующим спектральным пирометром (проградуированным по температурным лампам) по излучению модели черного тела, расположенной в образце; В – истинная температура поверхности образца рассчитывается по яркостной температуре, измеренной быстродействующим спектральным пирометром, и по известной температурной зависимости спектральной излучательной способности (измеренной стационарными методами). Основу этих измерений образует связь интенсивности излучения и температуры тела, описываемая законом Планка.

МЕТОД БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩЕГО СПЕКТРАЛЬНОГО ПИРОМЕТРА И МОДЕЛИ ЧЕРНОГО ТЕЛА

Наиболее точным и часто применяемым оптическим методом измерения температуры проводника при применении импульсного нагрева является вариант А. Он особенно удобен при использовании трубчатых образцов, в которых “внедренная” модель черного тела реализуется изготовлением в боковой стенке трубки отверстия, на которое визируется оптический пирометр. Такой вариант использовался, в частности, в работах Национального бюро стандартов США [1, 2]. В этом случае применялись образцы в виде трубки длиной 60–100 мм внешним диаметром 6 мм и толщиной стенки 0.5 мм. В средней части трубки находится отверстие прямоугольной формы 1×0.5 мм, слу-

жащее моделью черного тела с эффективной излучательной способностью, близкой к единице. Температура образца измеряется быстродействующим монохроматическим пирометром с длиной волны 650 нм. Пирометр проградуирован (по стандартным газонаполненным температурным лампам с вольфрамовой лентой) от 1500 до 2500 К. Для градуировки до 4000 К и выше использовались оптические поглотители. Такая методика измерения температуры применима для субмикросекундных импульсов при скорости нагрева около 3000 К/с и используется для исследования свойств металлов и сплавов в твердом состоянии с частичным переходом в жидкое состояние. Подобный подход является весьма актуальным и в настоящее время (см., в частности, работы ОИВТ РАН [13–16]).

Однако для достижения более высоких температур (5000 К и выше) необходимо использовать время нагрева в милли- и микросекундном диапазоне, для чего применяют образцы в виде проволок диаметром 0.1–1.5 мм или тонких полосок. В этом случае изготовление модели черного тела в исследуемом образце становится проблематичным. Тем не менее, Лебедевым С.В. и его сотрудниками в Институте высоких температур Академии наук СССР (ИВТ АН) было найдено весьма удачное решение [17, 18]. Для изучения свойств ниобия до 5000 К и тантала до 4100 К в расплавленном состоянии образцы были изготовлены в виде трубок диаметром 1 мм из фольги металлов толщиной 0.013 мм. В эти трубки были вставлены стеклянные световоды диаметром ~1 мм. Второй конец трубки был закрыт, чтобы создать модель черного тела. Излучение черного тела по световоду подавалось на фотодиод через интерференционные светофильтры с длиной волны 600 и 800 нм.

В дальнейшем в ИВТАН учениками Лебедева С.В. была разработана простая и весьма оригинальная конструкция клиновидной модели черного тела [19, 20] для случая, когда исследуемый проводник является весьма жестким или хрупким (например, графит), что затрудняет изготовление тонкостенной трубчатой модели черного тела. Клиновидная модель черного тела состоит из двух полосок исследуемого проводника длиной 30, шириной 2 и толщиной 0.02–0.05 мм. Края двух полосок с одной стороны соединены по всей длине, а между двумя противоположными краями полосок имеется зазор 60–100 мкм. В зазор вставлен канатик световода, имеющий 20–80 волокон диаметром 50 мкм, так чтобы его волокна были расположены в один ряд в виде веера в зазоре между полосками на глубину 0.3 мм и находились посередине длины полосок. Такая конструкция клиновидной модели черного тела по оценке авторов имеет степень черноты около 0.99. Световые сигналы от канатика световода проходили через интерференционные светофильтры с длиной волны 600 и 800 нм и попадали на кремние-

вый фотодиод. Чтобы лепестки модели черного тела не деформировались при высоких температурах, они имели по всей длине выпуклость наружу. Благодаря применению клиновидного черного тела были исследованы теплофизические свойства в твердом и жидком состояниях гафния до 5000 К [21], циркония до 4100 К [19, 20], вольфрама до 5600 К и графита до 5500 К [20].

МЕТОД БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩЕГО СПЕКТРАЛЬНОГО ПИРОМЕТРА И СПЕКТРАЛЬНОЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ ПОВЕРХНОСТИ ПРОВОДНИКА

При варианте В необходимы сведения о температурной зависимости спектральной излучательной ϵ_λ способности для исследуемого проводника в твердом и жидком состояниях. Такая информация чаще всего определяется в стационарных условиях. Между тем температурные зависимости спектральной излучательной способности металлов, исследуемых в импульсном и стационарном методах, могут отличаться из-за различия состояния поверхности исследуемых образцов. Шероховатость последней и оксидная пленка на ней могут изменяться в процессе нагрева. Кроме того, еще нет доказательств, что результаты измерения температурной зависимости $\epsilon_\lambda = f(T)$, полученные стационарными методами, будут совпадать с неравновесными измерениями при высоких скоростях импульсного нагрева, особенно в окрестности температуры плавления. Это несоответствие, вероятно, связано с тем, что при импульсном нагреве может наблюдаться пик излучения в начале плавления, когда шероховатая поверхность переходит в оптически ровную поверхность образующегося расплава [4, 7, 22, 23]. Еще большее расхождение может наблюдаться при скоростях нагрева 10^6 – 10^9 К/с и выше из-за перегрева начала плавления, достигающего для некоторых тугоплавких металлов сотни градусов [4, 7, 11, 12, 21, 24–28]. В связи с этим (как и при определении температуры по электросопротивлению) может происходить смещение температурных шкал равновесных и неравновесных измерений в области плавления, что вносит существенную ошибку в измерение температуры. Следует добавить, что в неравновесных процессах плавление протекает неизотермично и в результате “температурная полочка плавления” превращается в наклонную кривую. Это приводит к изменению излучательных свойств во время плавления и радиальному градиенту температур в образце [4, 7, 24–28]. В последнее время благодаря разработке нового быстродействующего рефлектометрического метода измерения ϵ_λ поверхности проводника [29, 30] появились новые данные о влиянии скорости нагрева и охлаждения на ϵ_λ .

Все отмеченные факторы могут быть источниками ошибок при измерении температуры в импульсном нагреве по варианту В. В худшем случае измерения температуры по варианту В отсутствуют температурные зависимости ϵ_λ для твердого и жидкого состояний. Тогда в некоторых импульсных исследованиях используют ϵ_λ (измеренную только при температуре плавления для твердого и жидкого состояний) для экстраполяции как $\epsilon_\lambda = \text{const}$ для твердого и жидкого состояний.

НОВЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ПРОВОДНИКА В ИМПУЛЬСНОМ МЕТОДЕ НАГРЕВА

Избежать отмеченных трудностей в измерении истинной температуры поверхности проводника при импульсном нагреве для варианта В удалось благодаря разработке новых методов быстрого измерения ϵ_λ метрологическими институтами США, Италии и Японии [31]. Суть этих методов заключается в том, что на одинаковой длине волны быстродействующим спектральным пирометром выполняются одновременные измерения и нормальной спектральной излучательной способности ϵ_λ поверхности исследуемого образца в импульсном нагреве и яркостной температуры. По этим данным с использованием закона Планка определяется истинная температура поверхности образца. Предложены два метода быстрого измерения ϵ_λ : метод лазерной поляриметрии и метод рефлектометрии.

В методе лазерной поляриметрии ϵ_λ определяется по изменению поляризации отраженного от поверхности нагреваемого образца модулированного поляризованного лазерного излучения с применением уравнения Френеля и закона Кирхгофа. В работе [32] проведены специальные исследования на метрологическом уровне, которые были посвящены сравнению результатов измерений ϵ_λ молибдена и вольфрама двумя методами при температурах 2000–2800 К на трубчатых образцах, имеющих модель черного тела. Одновременно в импульсном субсекундном нагреве двумя способами были измерены ϵ_λ : методом яркостная температура–истинная температура (по модели черного тела) и методом лазерной поляриметрии. В последнем случае использовался модулированный луч He–Ne-лазера с длиной волны 633 нм и частотой модуляции 25 кГц. Отраженный от поверхности образца поляризованный и модулированный луч анализировался поляриметром, по данным которого рассчитывалась спектральная отражательная способность для $\lambda = 633$ нм и согласно закону Кирхгофа определялась ϵ_λ .

Во втором методе истинная температура трубчатого образца измерялась быстродействующим монохроматическим пирометром ($\lambda = 650$ нм) по

модели черного тела, а яркостная температура поверхности образца – одновременно двумя спектральными быстродействующими пирометрами на длинах волн 624 нм и 656 нм. Яркостная температура для $\lambda = 633$ нм определялась интерполяцией. Исследуемые образцы нагревали в вакууме 2×10^{-6} Торр ($\approx 3 \times 10^{-4}$ Па). Авторы [32] утверждают, что измерения ϵ_λ молибдена и вольфрама двумя методами дали практически совпадающие результаты, которые отличаются на 0.3–0.7%. Этим подтверждается, что надежность измерений новым методом лазерной поляриметрии сравнима с наиболее точными измерениями ϵ_λ по данным яркостной и истинной температур.

Метод лазерной поляриметрии нашел применение для исследования теплофизических свойств промышленных сплавов при использовании субсекундного импульса нагрева до 2000 К (скорость нагрева 3000 К/с) и измерительной техники с миллисекундным разрешением [33, 34]. Исследуемые образцы имели вид проволоки диаметром 1.6 мм и длиной 73 мм. Методика исследований была аналогична [32].

В методе быстродействующей рефлектометрии [31] измеряется полусферическая спектральная отражательная способность поверхности плоского образца путем сравнения ее с отражательной способностью эталонного образца из BaSO_4 при помощи модуляции падающего лазерного излучения. По этим данным согласно закону Кирхгофа определяется ϵ_λ – нормальная спектральная излучательная способность. Одновременно на той же длине волны измеряется яркостная температура поверхности исследуемого образца быстродействующим пирометром. По ϵ_λ и яркостной температуре находят истинную температуру поверхности. Метод рефлектометрии реализован в работах [29, 30] для измерения температуры ниобия в виде полосок длиной 85 мм, шириной 10 мм и толщиной 0.5 и 1 мм в интервале 1100–2700 К. Измерения ϵ_λ и яркостной температуры поверхности быстродействующим пирометром осуществлялись на длине волны $\lambda = 900$ нм. В работах [29, 30] описанным методом были измерены истинная температура и температурные зависимости теплоемкости, электросопротивления и интегральной полусферической излучательной способности ниобия. Эти данные практически совпадают с результатами, полученными для ниобия на трубчатом образце, когда истинная температура измерялась пирометром по модели черного тела. Тем самым утверждается, что по точности новый метод сравним с наиболее точным методом, в котором применяется модель черного тела. Одновременно в работе [29] было показано, что рефлектометрический метод можно использовать для исследования влияния на ϵ_λ скорости нагрева и охлаждения, взаимодействия с окружающей газовой средой, а также влияния и других факторов. Было обнаруже-

но, что ϵ_λ ниобия в интервале температур 300–2700 К имеет различные температурные зависимости при скоростях нагрева 130–640 К/с и 1500–2600 К/с, а также при нагреве и охлаждении образца. Такое различие авторы объясняют образованием и разрушением оксидной пленки на поверхности ниобия в зависимости от температуры и скорости нагрева–охлаждения в вакууме лучше, чем 10^{-3} Па.

Надо полагать, что применение новых методов быстрого измерения ϵ_λ в импульсном нагреве позволит решить проблему измерения температуры проводников и при более высоких скоростях нагрева без использования моделей черного тела, хотя в настоящее время их применение ограничено субсекундным нагревом. Перспективными являются также новые методы для исследования зависимости ϵ_λ от скорости нагрева и других факторов. В то же время следует отметить вероятность отличия измеряемой такими методами температуры поверхности проводника от среднеобъемной в области неравновесных фазовых переходов первого рода, так как при быстром нагреве в проводнике может образоваться радиальный градиент температуры, будет сказываться скин-эффект, может возникнуть разница температур между электронами и ионами решетки и др.

ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ ПИРОМЕТРИЧЕСКОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ, ОСНОВАННОГО НА ИСПОЛЬЗОВАНИИ РАВНОВЕСНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАВЛЕНИЯ ИССЛЕДУЕМОГО МЕТАЛЛА КАК ОПОРНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Обычно для измерения температуры бесконтактным методом применяются фотоэлектрические пирометры, градуированные по температурным лампам. Для исследований с использованием быстрого импульсного нагрева нередко берут фотодатчики, градуированные непосредственно на рабочей сборке в предположении, что температура плавления объекта известна. Для линейных фотоприемников неизвестная температура может быть рассчитана в этих условиях на основе измеренного отношения текущего сигнала к сигналу при температуре плавления.

Однако при быстром нагреве со скоростью 10^6 – 10^9 К/с и выше процесс плавления отклоняется от равновесного, в результате чего происходит перегрев начала плавления на сотни градусов $\Delta T = T_1 - T_m$, где T_1 и T_m – температуры плавления в неравновесных и равновесных условиях [4, 7, 11, 12]. Величина ΔT зависит от многих параметров: температуры плавления T_m , скорости нагрева, энтропии плавления, геометрии исследуемого образца, совершенства его кристаллической структуры, размеров кристаллитов [4, 7]. Если равновесная

температура плавления T_m не равна неравновесной T_1 , то изначально в измерение температуры закладывается ошибка, зависящая от величины $\Delta T = T_1 - T_m$.

Чтобы оценить перегрев начала плавления, можно использовать разницу энтальпий в начале плавления ΔH , полученных в неравновесных H_1 и равновесных H_{1m} условиях измерений, соответственно для неравновесных – T_1 и равновесных – T_m температур плавления, как это схематично показано на рисунке:

$$\begin{aligned} \Delta H &= H_1 - H_{1m} = \\ &= \bar{C}_p|_{298}^{T_1}(T_1 - 298) - \bar{C}_p|_{298}^{T_m}(T_m - 298), \end{aligned} \quad (1)$$

где 298 К – начало отсчета измеряемой энтальпии, $\bar{C}_p|_{298}^T$ – средняя теплоемкость в интервале температур (298– T).

Так как средние теплоемкости при неравновесном и равновесном нагреве $\bar{C}_p|_{298}^{T_1} = \frac{H_1 - H_{298}}{T_1 - 298}$

и $\bar{C}_p|_{298}^{T_m} = \frac{H_{1m} - H_{298}}{T_m - 298}$ мало отличаются по величине, то, используя уравнение (1), можно оценить перегрев начала неравновесного плавления в условиях быстрого нагрева:

$$\Delta T = T_1 - T_m = \Delta H / \bar{C}_p|_{298}^{T_m}, \quad (2)$$

где $\bar{C}_p|_{298}^{T_m}$ рассчитывается по справочным данным.

В таблице приведены рассчитанные величины ΔH и расчет ΔT перегрева начала плавления для металлов ниобия, тантала, циркония и гафния, при исследовании которых в качестве опорной (репер-

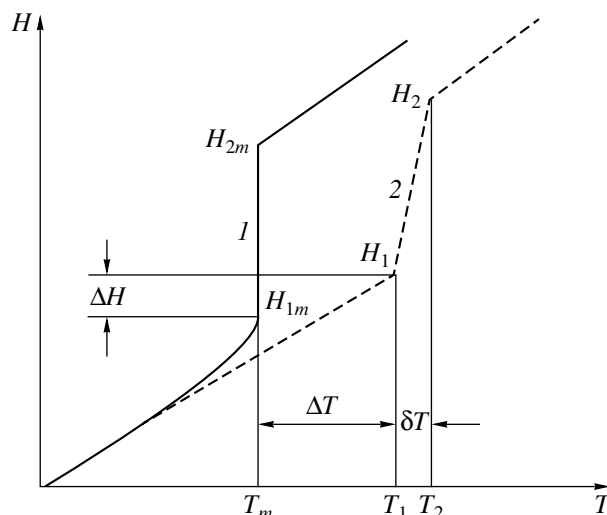


Схема зависимости энтальпии от температуры при равновесном – 1 и неравновесном – 2 импульсных нагревах: T_m , T_1 и H_{1m} , H_1 – температуры и энтальпии начала плавления; H_{2m} и H_2 – энтальпии конца плавления; ΔT – перегрев начала плавления в неравновесном быстром нагревании, соответствующем увеличению энтальпии начала плавления на ΔH ; $\delta T = T_2 - T_1$ – разность температур между концом и началом неизоэнтальпического плавления.

ной) бралась равновесная температура плавления T_m , модель черного тела и спектральный быстродействующий пирометр. Для оценки ошибки измерения температуры таким методом может быть использована формула Вина

$$\begin{aligned} \ln \frac{V_x}{V_{1m}} &= \frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_m} - \frac{1}{T_x} \right); \\ 1/T_x &= \frac{1}{T_m} - \frac{\lambda}{C_2} \ln \frac{V_x}{V_{1m}}, \end{aligned} \quad (3)$$

Оценка погрешности измерения температуры расплава металлов методом А при импульсном нагреве с высокой скоростью при наличии перегрева начала плавления ΔT

№ п/п		Nb [17]	Ta [37]	Zr [19, 20, 35, 36]	Hf [21]
1	Температура плавления T_m , К	2740	3258	2133	2504
2	Область измерения, К	1500–5000	2200–4200	2128–4100	2504–5000
3	Скорость нагрева dT/dt , К/с	3×10^9	10^8 – 10^9	3×10^8	3×10^9
4	Неравновесная температура плавления T_1 , К	2794	3430	2228	2971
5	$\Delta T = T_1 - T_m$, К	54	172	95	467
6	$\Delta T/T_m$, %	2.0	5.3	4.5	18.6
7	Максимальная температура расплава T_x , К	5000	4200	4100	5000
8	Ошибка измерения ΔT_x , К	180	290	353	1830
9	Относительная ошибка измерения $\Delta T_x/T_x = (\Delta T_x/T_m)(T_x/T_m)$, %	3.6	6.9	8.6	37
10	Оценка ошибки измерения температуры авторами исследования, %	1	1	1.5	–

где V_x/V_{1m} – отношение измеренного сигнала фотодатчиком V_x к опорному – V_{1m} , который соответствует “температурной полочке” исследуемого металла с перегретым началом плавления T_1 в импульсном опыте; T_m – равновесная температура плавления; T_x – измеряемая температура расплава металла; λ – длина волны; C_2 – вторая постоянная Планка.

Дифференцируя формулу (3), получим

$$\frac{\Delta T_x}{T_x^2} = \frac{\Delta T}{T_m^2}; \quad \frac{\Delta T_x}{T_x} = \frac{\Delta T T_x}{T_m T_m}, \quad (4)$$

где $\Delta T = T_1 - T_m$ – перегрев начала плавления согласно формуле (2), ΔT_x – ошибка измерения температуры расплава T_x .

В таблице приведены оценки погрешности измерения температуры расплавов металлов Nb, Ta, Zr и Hf при быстром импульсном нагреве. Для расчета ошибок использованы формулы (2), (4) и таблица, где приведены данные о перегреве начала плавления исследованных металлов $\Delta T = T_1 - T_m$ и другие величины. Рассчитанные оценки несколько занижены, так как не учтены деформация “температурной полочки” на δT из-за неизотермичности плавления (см. рисунок) и возможные градиенты температуры в проводнике. Видно, что такой метод измерения температуры приводит к существенным ошибкам, которые достигают наибольших величин при измерении самых высоких температур расплавов и могут почти на порядок превышать погрешности измерения температуры, оцененные авторами рассмотренных работ.

Согласно таблице относительный перегрев начала плавления для приведенных металлов составляет $\Delta T/T_m = 2-18\%$, что характерно для гетерогенного образования зародышей жидкой фазы. Ошибки измерения температуры могут быть еще большими для случая гомогенного образования зародыша жидкой фазы (в бездефектном кристалле), когда согласно теоретическим оценкам различных авторов предельный нагрев начала плавления может достигать $\Delta T/T_m = 20-30\%$ [4, 7, 8, 11, 12].

Надо полагать, что при таких ошибках в измерениях температуры происходит существенное искажение кривой температурной зависимости энтальпии, что приводит к аномальному увеличению рассчитываемой теплоемкости металлов Zr [35, 36], Ta [3, 37] и Nb [3, 17] в области плавления, а также к отклонению теплоемкости расплавов металлов от равновесных значений. Так как теплоемкость является производной энтальпии по температуре $C_p = dH/dT$, то это делает ее чувствительной даже к небольшому изменению кривой $H = f(T)$. Можно также предположить, что аномально высокие значения теплоемкостей воль-

фрама, полученные в работах [3, 38], и молибдена [3, 39] в окрестности температуры плавления связаны с ошибками измерения температуры при импульсном нагреве. В указанных работах опорным точкам начала и конца плавления этих металлов на кривых интенсивности излучения также ошибочно приписывались равновесные температуры плавления, а излучательные способности до начала и после плавления – постоянные величины. Между тем, согласно расчетам по формуле (2), перегрев начала плавления вольфрама в [38] достигает весьма большой величины – 1023 К [7]. Отметим также, что аномальный рост теплоемкости в названных работах противоречит представлениям о роли вакансий в энергетике теплового возбуждения металлов. По результатам квазиравновесных измерений при температуре плавления он может достигать 20–40%. В случае когда время нагрева в импульсном методе меньше времени релаксации образования вакансий, их вклад в теплоемкость может быть малым или полностью отсутствовать. Теплоемкость, а значит и энтальпия в этой ситуации должны быть меньше равновесных значений, но никак не больше. Это подтверждается во многих опытах по определению теплоемкости при высоких скоростях нагрева.[7]. Как должны соотноситься политермы энтальпии и их производные в окрестности температуры плавления в равновесных и неравновесных экспериментах иллюстрирует рисунок.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Новые методы измерения температуры поверхности проводника при импульсном субмикросекундном нагреве (метод лазерной поляриметрии и рефлектометрический метод) по заявленной точности измерения температуры сравнимы с методом, в котором используется модель черного тела в исследуемом проводнике. Благодаря этим методам появилась возможность точно измерять температуру проводников в случаях, когда не удается создать в образце модель черного тела (например, расплав металлов, полученный левитационным методом). Однако возможности этих методов еще не опробованы при милли- и микросекундном нагреве. Измерение температуры проводника при быстром импульсном нагреве имеет свою специфику, которая заключается в том, что при скорости нагрева 10^6-10^9 К/с и выше могут иметь место неравновесные процессы в области фазовых переходов первого рода (плавления). Следствием этих процессов является в первую очередь перегрев начала плавления, который согласно теоретическим расчетам для условий гомогенной нуклеации может достигать предельных величин 20–30% от равновесной температуры плавления. Кроме того, возможно развитие радиального гра-

диента температуры в проволочном образце, появление неизотермичности плавления, а также отличие температуры электронов от температуры ионов решетки, влияние магнитного давления, скин-эффект и др. Для решения проблем, возникающих при измерении температуры проводника при быстром импульсном нагреве, необходимы экспериментальные и теоретические исследования.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 03-02-17167 и № 07-08-00708а) и в соответствии с программой РАН “Теплофизика и механика интенсивных энергетических воздействий”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Cezairliyan A.* Compendium of Thermophysical Property Measurement Methods. V. 1. Survey of Measurement Techniques / Ed. Maglic K.D., Cezairliyan A., Peletsky V.E. N.Y., London: Plenum Press, 1984. P. 643.
2. *Cezairliyan A.* Compendium of Thermophysical Property Measurement Methods. V. 2. Recommended Measurement Techniques and Practices / Ed. Maglic K.D., Cezairliyan A., Peletsky V.E. N.Y., London: Plenum Press, 1992. P. 484.
3. *Лебедев С.В., Савватимский А.И.* Металлы в процессе быстрого нагревания электрическим током большой мощности // УФН. 1984. Т. 114. Вып. 2. С. 215.
4. *Мартынюк М.М.* Фазовые переходы при импульсном нагреве. М.: Изд-во РУДН, 1999. 332 с.
5. *Gathers J. R.* Dynamic Methods for Investigating Thermophysical Properties of Matter at Very high Temperatures and Pressures // Reports on Progress in Physics. 1986. V. 49. P. 341.
6. *Seydel V., Bauhof H., Fucke W., Walde H.* Thermophysical data for Various Transition Metals at High Temperatures Obtained by a Submicrosecond Pulse-Heating Method // High Temp.–High Press. 1979. V. 11. P. 635.
7. *Пелецкий В.Э., Чеховской В.Я.* Теплофизические свойства и параметры плавления металлов и сплавов в условиях быстрого нагрева электрическим током: Препринт № 1-496. М.: ОИВТ РАН, 2008. 37 с.
8. *Чеховской В.Я., Пелецкий В.Э.* Проблемы измерения температуры в импульсных методах при высоких скоростях нагревания // 3-я Всероссийская конференция по проблемам термометрии. “Температура 2007”. Тезисы докладов. Обнинск, 18–20 апр. 2007. С. 32.
9. *Maglic K.D., Pavicic D.Z.* Thermal and Electrical Properties of Titanium between 300 and 1900 K // Int. J. Thermophys. 2001. V. 22. № 6. P. 1833.
10. *Chekhovskoi V.Ya., Fokin L.R., Peletskii V.E et al.* Handbook of Titanium-Based Materials: Thermophysical Properties, Data and Studies / Ed. Peletskii V.E. N.Y.: Begell House, 2007. 273 p.
11. *Чеховской В.Я., Тарасов В.Д.* Фазовые переходы металлов при быстром нагреве и охлаждении. V. 1 // XVI International Conference on Chemical Thermodynamics in Russia (RCCT–2007). Суздаль, 1–6 июля 2007. 3/S-293.
12. *Chekhovskoi V.Ya., Peletskii V.E.* Dependence of Thermophysical Characteristics and Parameters of the First order Phase Transitions in Metals on the Heating and Cooling rate // 2th International IUPAC – Conference on High Temperature Material Chemistry. Book of Abstracts. Vienna, Austria. 17–20 Sept. 2006. P. 30.
13. *Пелецкий В.Э., Петрова И.И., Самсонов Б.Н.* Исследование температурных границ полиморфного превращения в сплаве Zr–1% Nb в различных тепловых режимах // ТВТ. 2004. Т. 42. № 4. С. 572.
14. *Петрова И.И., Пелецкий В.Э.* Экспериментальное определение теплоты плавления циркониевого сплава Э–635 // ТВТ. 2003. Т. 41. № 6. С. 848.
15. *Пелецкий В.Э., Петрова И.И., Самсонов Б.Н.* Исследование теплоты полиморфного превращения в цирконии // ТВТ. 2001. Т. 39. № 5. С. 720.
16. *Петрова И.И., Пелецкий В.Э., Самсонов Б.Н.* Исследование теплофизических свойств циркония методом субсекундного импульсного нагрева // ТВТ. 2000. Т. 38. № 4. С. 584.
17. *Можаров Г.И., Савватимский А.И.* Теплоемкость твердого и жидкого ниобия до 5000 К // ТВТ. 1981. Т. 19. № 5. С. 954.
18. *Лебедев С.В., Можаров Г.И.* Измерение температуры тантала в твердом и жидком состояниях при быстром нагревании электрическим током // ТВТ. 1976. Т. 14. № 6. С. 1266.
19. *Коробенко В.Н., Савватимский А.И.* Измерение температуры циркония от температуры плавления до 4100 К с применением моделей черного тела в жидком состоянии // ТВТ. 2001. Т. 39. № 3. С. 518.
20. *Korobenko V.N., Savvatimskiy A.I.* Blackbody Design for High Temperature (1800–5500 K) of Metals and Carbon in Liquid States under Fast Heating // Temperature: Its Measurement and Control in Science and Industry. Part 2 / Ed. Ripple D.C. American Institute of Physics, 2003. V. 7. P. 783.
21. *Коробенко В.Н., Полякова О.А., Савватимский А.И.* Теплоемкость жидкого гафния от точки плавления до точки кипения при атмосферном давлении // ТВТ. 2005. Т. 43. № 1. С. 39.
22. *Cezairliyan A., Müller A.P.* Radiance Temperature (at 653 nm) of Tungsten at Its Melting Point // Int. J. Thermophys. 1982. V. 3. № 1. P. 89.
23. *Cezairliyan A., McClure J.L.* Radiance Temperature of Tantalum at Its Melting Point // High. Temp.–High Press. 1976. V. 8. P. 109.
24. *Лебедев С.В., Савватимский А.И., Степанова Н.В.* Особенности светового изучения металлов вблизи точки плавления при быстром импульсном нагревании // ТВТ. 1977. Т. 25. № 5. С. 912.
25. *Kaschnitz E., Reiter P., McClure J.L.* Thermophysical Properties of Solid and Liquid 90Ti–6Al–4V in the Temperature Range from 1400 to 2300 K Measured by Millisecond and Microsecond Pulse-Heating Techniques // Int. J. Thermophys. 2002. V. 23 № 1. P. 267.
26. *Байков А.П., Искольский А.М., Микитик Г.П. и др.* Электрический взрыв проводников. Стадия плавления // ПМТФ. 1979. № 5. С. 26.

27. Байков А.П., Шестак А.Ф. Плавление металлических проводников в условиях объемного нагрева // ЖТФ. 1981. Т. 5. № 1. С. 177.
28. Байков А.П., Шестак А.Ф. О характере плавления металлических проводников при импульсном нагреве // Письма ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 22. С. 1355.
29. Righini F., Spisiak J., Bussolino J.C. Normal Spectral Emissivity of Niobium by a Pulse-Heating Reflectometric Technique // Int. J. Thermophys. 1999. V. 20. № 4. P. 1095.
30. Righini F., Spisiak J., Bussolino J.C. et al. Thermophysical Properties by a Pulse-Heating Reflectometric Technique // Int. J. Thermophys. 1999. V. 20. № 4. P. 1107.
31. Righini F., Matsumoto T. The Role of National Measurement Institutes in Subsecond Current-Heating Methods // Int. J. Thermophys. 2005. V. 26. № 4. P. 941.
32. Cezairliyan A., Krishnan S., McClure J.L. // Int. J. Thermophys. 1996. V. 17. № 6. P. 1455.
33. Basak D., Kattner U.R., McClure J.L. Application of Laser Polarimetry to the Measurement of Specific Heat and Enthalpy of Alloy 53Nb–47Ti (mass. %) In the Temperature Range 1000 to 2000 K by Millisecond-Resolution Pulse-Heating Technique // Int. J. Thermophys. 2000. V. 21. № 4. P. 913.
34. Basak D., Overfelt R.A., Wang D. Measurement of Specific Heat Capacity and Electrical Resistivity of Industrial Alloys using Pulse-Heating Techniques // Int. J. Thermophys. 2003. V. 24. № 6. P. 1721.
35. Коробенко В.Н., Савватимский А.И. Удельная теплоемкость жидкого циркония до 4100 К // ТВТ. 2001. Т. 39. № 5. С. 712.
36. Korobenko V.N., Savvatimski A.I., Sevostyanov K.K. Experimental Investigation of Solid and Liquid Zirconium // High Temp.–High Press. 2001. V. 33. P. 647.
37. Лебедев С.В., Можаров Г.И. Теплоемкость тантала при быстром импульсном нагревании электрическим током большой плотности // ТВТ. 1977. Т. 15. № 1. С. 53.
38. Духтер И.Я., Лебедев С.В. Теплоемкость вольфрама вблизи точки плавления // ТВТ. 1970. Т. 8. № 1. С. 55.
39. Духтер И.Я., Лебедев С.В. Исследование некоторых теплофизических свойств вольфрама и молибдена вблизи точки плавления методом электрического взрыва // ТВТ. 1971. Т. 9. № 5. С. 929.