



Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

Sh. M. Sheyhaliev, Определение температуры перегрева жидкого металла, содержащего включения, *TVT*, 1982, Volume 20, Issue 3, 598–601

<https://www.mathnet.ru/eng/tvt6350>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use

<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.86

April 19, 2025, 15:34:45



3. *Quinn E. L.* The surface tension of liquid carbon dioxide.— J. Amer. Chem. Soc., 1927, v. 49, N 11, p. 2704.
4. International Critical Tables of Numerical Data, Physics, Chemistry and Technology, v. 4, London, 1928.
5. *Чиркин В. С.* Теплофизические свойства материалов. М.: Физматгиз, 1959.
6. *Grigull U., Straub I.* Temperature dependence of surface tension with particular reference to the critical region.— Progress in Heat and Mass Transfer, 1969, v. 2, p. 151.
7. *Meunier J.* Diffusion de la lumière par les ondes de surface sur CO₂ près du point critique mesure de la tension superficielle.— J. Physique, 1969, t. 30, p. 933.
8. *Bouchiat M. A., Meunier J.* Light scattering from surface waves on carbon dioxide near the critical point.— Phys. Rev. Lett., 1969, v. 23, No. 14, p. 752.
9. *Herpin J. C., Meunier J.* Etude spectrale de la lumière diffusée par les fluctuations thermiques de l'interface liquide vapeur de CO₂ près de son point critique. Mesure de la tension superficielle et de la viscosité.— J. Physique, 1974, t. 35, p. 847.
10. *Lane J. E.* Correction terms for calculating surface tension from capillary rise.— J. Coll. Int. Sci., 1973, v. 42, N 1, p. 145.
11. *Wu E. S., Webb W. W.* Critical liquid — vapor interface in SF₆. II. Thermal excitations, surface tension and viscosity.— Phys. Rev. A, 1973, v. 8, N 4, p. 2077.
12. *Zollwegg J., Hawkins G., Benedek G. B.* Surface tension and viscosity of xenon near its critical point.— Phys. Rev. Lett., 1971, v. 27, N 18, p. 1182.
13. *Муратов Г. Н., Силицын Е. Н.* Поверхностное натяжение шестифтористой серы вблизи критической точки.— В кн.: Теплофизические исследования жидкостей. Свердловск: Изд-во УНЦ АН СССР, 1975, с. 25.
14. *Байдаков В. Г., Муратов Г. Н., Хвостов К. В.* Капиллярная постоянная и поверхностное натяжение ксенона.— ЖФХ, 1981, т. 55, № 11, с. 2941.
15. *Муратов Г. Н., Скрипов В. П.* Поверхностное натяжение жидкостей в широком температурном интервале.— ЖФХ, 1978, т. 52, № 9, с. 2353.

УДК 538.4

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЕРЕГРЕВА ЖИДКОГО МЕТАЛЛА, СОДЕРЖАЩЕГО ВКЛЮЧЕНИЯ

Шейхалиев Ш. М.

В [1] развита теория объемного вскипания на искусственных центрах парообразования, которое осуществляется при температурах, значительно меньших температуры флуктуационного зародышеобразования ($T \approx T_{\text{крит}}$). Позже эта теория нашла подтверждение в теоретических [2] и экспериментальных [3] работах.

К числу искусственных центров можно отнести газовые и неметаллические включения и скопления примесей. Если твердые частицы плохо смачиваются расплавом, то они облегчают зарождение пузырьков пара. Зародыши новой фазы могут развиваться в микротрещинах частиц. Принимая эти распространенные гипотезы, отметим, что при разогреве расплава током большой мощности включения, имеющие, как правило, низкую электропроводность в сравнении с электропроводностью металла, вызывают неравномерное тепловыделение в его объеме.

В данной работе предложена формула и проведена оценка увеличения температуры на включениях по сравнению со средней температурой по объему жидкого металла при пропускании через него электрического тока, меняющегося со временем.

Для упрощения задачи рассмотрено непроводящее ($\kappa=0$) сферическое включение радиусом r_0 в жидком металлическом проводнике с усредненным линейным размером $r_n \gg r_0$, в котором протекает ток плотностью $j = j(r, \vartheta, t)$ (рис. 1).

Распределение электрического потенциал в сферических координатах вблизи непроводящей частицы описывается известным уравнением [4]

$$\varphi = E(r+A/r^2) \cos \vartheta, \quad (1)$$

где E — напряженность электрического поля; A — некоторая постоянная, определяемая из граничных условий.

Радиальная j_r и тангенциальная j_ϑ компоненты плотности тока определяются из соотношений

$$j_r = \kappa \frac{\partial \varphi}{\partial r}, \quad (2)$$

$$j_\vartheta = -\frac{\kappa}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \vartheta}. \quad (3)$$

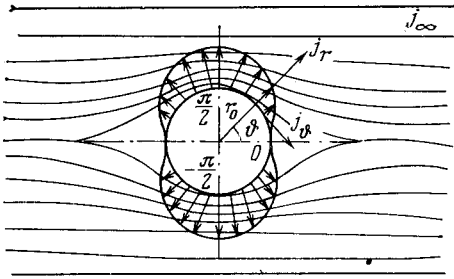


Рис. 1

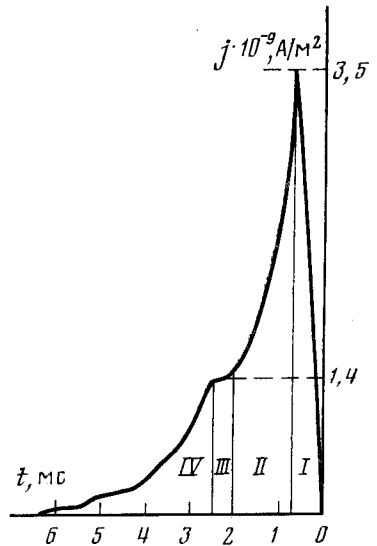


Рис. 2

Рис. 1. Распределение плотности электрического тока вблизи сферического неэлектропроводного включения

Рис. 2. Осциллограмма импульса тока через расплавленное олово: I — период включения тока; II — экспоненциальный разряд; III — период вскипания металла; IV — период дугового разряда

После дифференцирования (1) и подстановки производных в (2) и (3) они принимают вид

$$j_r = \kappa E (1 - 2A/r^3) \cos \vartheta, \quad (4)$$

$$j_\vartheta = -\frac{\kappa E}{r} \left(r + \frac{A}{r^2} \right) \sin \vartheta. \quad (5)$$

При $r=r_0$ из граничного условия $j_r=0$ определяем постоянную $A=r_0^3/2$. Тогда выражения (4) и (5) запишутся в виде

$$j_r = \kappa E (1 - r_0^3/r^3) \cos \vartheta, \quad (6)$$

$$j_\vartheta = -\frac{\kappa E}{r} \left(r + \frac{r_0^3}{2r^2} \right) \sin \vartheta = -\kappa E \left(1 + \frac{r_0^3}{2r^3} \right) \sin \vartheta. \quad (7)$$

Распределение плотности тока вблизи поверхности частицы определяется равенством

$$j = \sqrt{j_r^2 + j_\vartheta^2} = \sqrt{\kappa^2 E^2 + \kappa^2 E^2 \frac{r_0^3}{r^3} (\sin^2 \vartheta - 2 \cos^2 \vartheta) + \frac{\kappa^2 E^2 r_0^6}{r^6} (\cos^2 \vartheta + 1/4 \sin^2 \vartheta)} \quad (8)$$

и на поверхности частицы ($r=r_0$) принимает вид

$$j_{r=r_0} = 3/2 \kappa E \sin \vartheta. \quad (9)$$

Удельная электрическая мощность, выделяющаяся в объеме проводника

$$W = \kappa E^2 = j^2 / \kappa. \quad (10)$$

Тогда распределение мощности на поверхности сферического неэлектропроводного включения с учетом (9)

$$W_{r=r_0} = (j)_{r=r_0}^2 / \kappa = 9/4 \kappa E^2 \sin^2 \vartheta \quad (11)$$

или

$$W_{r=r_0} = 9/4 \frac{j^2}{\kappa} \sin^2 \vartheta. \quad (12)$$

Сравнение (10) и (12) показывает, что за счет искривления линий тока удельная электрическая мощность, выделяющаяся на поверхности включения при $\vartheta = -\pi/2$

и $\pi/2$, в 2,2 раза превышает удельную электрическую мощность в объеме жидкого металла.

Распределение температуры в жидком металле с включением определяется решением нестационарного уравнения теплопроводности с внутренними источниками тепла

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \Delta T + W a / \lambda, \quad (13)$$

где a и λ — соответственно коэффициенты температуропроводности и теплопроводности металла.

Уравнение (13) на поверхности включения при $r=r_0$ в сферических координатах принимает вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left[\left(\frac{1 + \sin^2 \vartheta}{\sin^2 \vartheta} \right) \frac{1}{r^2} \frac{\partial T}{\partial \vartheta^2} + \frac{1}{r^2} \operatorname{ctg} \vartheta \frac{\partial T}{\partial \vartheta} \right] + \frac{9 \sin^2 \vartheta j^2(\vartheta, t)}{4 \kappa \lambda}. \quad (14)$$

Его решение в общем виде весьма сложно [5], поэтому оценим максимальную температуру металла на границе с включением лишь для простейшего случая $\vartheta = \pi/2$.

В этом случае уравнение (14) упрощается и принимает вид

$$\frac{dT}{dt} = \frac{9 a j^2(t)}{4 \kappa \lambda}. \quad (15)$$

Пренебрегая зависимостью a , κ и λ от времени, получаем изменение температуры на включении при пропускании через проводник электрического тока в течение времени τ

$$\Delta T = \frac{9 a}{4 \kappa \lambda} \int_0^{\tau} j^2(t) dt. \quad (16)$$

Используя полученное соотношение, оценим температуру локального перегрева струи олова длиной $l = 5 \cdot 10^{-3}$ м и радиусом $r_{\text{ш}} = 0,75 \cdot 10^{-3}$ м в атмосфере аргона ($p = 1,013 \cdot 10^5$) Па при пропускании через нее электрического тока плотностью $j = 3,5 \cdot 10^9$ А/м² в опытах по электроимпульсному разрушению расплавов [6]. Для

вычисления временного интеграла квадрата плотности тока $I = \int_0^{\tau} j^2(t) dt \approx$

$\approx \sum_{i=1}^n j_i^2 \Delta t_i$ применим метод численного интегрирования, воспользовавшись экспе-

риментальной осциллограммой тока, приведенной на рис. 2, и параметрами опыта. При $n=5$ $I = 16,4 \cdot 10^{15}$ А²·с/м².

Тогда максимальная температура перегрева жидкого олова ($a = 4,0 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $\lambda = 33$ Вт/(м·К), $1/\kappa = 49,7 \cdot 10^{-8}$ Ом·м при $T_0 = 573$ К)

$$\Delta T_{\substack{r=r_0 \\ \vartheta=\pi/2}} = \frac{9 \cdot 4,0 \cdot 10^{-6} \cdot 49,7 \cdot 10^{-8} \cdot 16,4 \cdot 10^{15}}{4 \cdot 33} = 2200 \text{ К},$$

а максимальная температура жидкого металла на включении к моменту времени t

$$T_{r=r_0, \vartheta=\pi/2} = T_0 + \Delta T_{\substack{r=r_0 \\ \vartheta=\pi/2}} = 573 + 2200 \approx 2800 \text{ К}$$

и отличается от температуры чистого металла ($T_{\infty} = 1300$ К) на 1500 К.

Полученное соотношение (16) для оценки максимальной температуры перегрева металла на включении ($r=r_0$) не зависит от r_0 . В общем случае распределение плотности тока (см. (8)), а следовательно и перегрев металла вблизи включения, сложным образом зависит от r_0 и ϑ . Вместе с тем на размеры и форму включений, участвующих в зарождении новой фазы, существуют ограничения, обусловленные кинетическими закономерностями фазовых превращений. Например, согласно выводам, сделанным в [7, 8], вскипание на готовых центрах возможно, если характерный линейный размер включения r_0 больше соответствующего данному перегреву критического радиуса R^* . Из экспериментальных исследований [9] следует, что увеличение r_0 снижает ΔT и облегчает процесс вскипания.

В [10, 11] указывается на существование в расплавах газовых и неметаллических включений с усредненным линейным размером в интервале $(0,1-70) \cdot 10^{-6}$ м. Сравнение последнего с радиусом критического зародыша для олова при указанных выше перегревах ($R^* = 10^{-5}$ м) позволяет предположить возможность зарождения паровой фазы в жидком металле на посторонних включениях.

Следовательно, пропускание через жидкое олово электрического тока большой плотности (более 10^9 А/м²) может привести к локальному перегреву расплава до

температуры (2800 К), превышающей температуру кипения ($T_{\text{кип}}=2600$ К). Поэтому разрушение жидкого металла может реализовываться через объемное вскипание на искусственных центрах зародышеобразования.

Уральский политехнический институт, г. Свердловск

Поступило в редакцию 20.V.1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, 1975, 592 с.
2. Рыкалин И. И., Углов А. А. Процессы объемного парообразования при воздействии луча лазера на металлы. — ТВТ, 1971, т. 9, № 3, с. 575.
3. Гревцев М. В., Золотухин В. Д., Кашурников Ю. М. и др. О характере вскипания меди при импульсном нагреве проходящим током. — ТВТ, т. 15, № 2, с. 362.
4. Тамм И. Е. Основы теории электричества. М.: Наука, 1976, 616 с.
5. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967, 600 с.
6. Шейхалиев Ш. М., Блинов М. Ю., Попель С. И. и др. Установка для электроимпульсного поджигания порошков и гранул. — В кн.: Порошковые конструкционные материалы: Киев: Изд. ИПМ АН УССР, 1980, с. 13.
7. Несис Е. И. Кипение жидкостей. М.: Наука, 1973, 280 с.
8. Скрипов В. П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972, 312 с.
9. Кларк Г., Стренг П., Уэстуотер Дж. Активные центры пузырчатого кипения. — В кн.: Вопросы физики кипения. М.: Мир, 1964, 443 с.
10. Попель С. И., Никитин Ю. П., Бармин Л. А. и др. Взаимодействие расплавленного металла с газом и шлаком. Свердловск: Изд. УПИ им. С. М. Кирова, 1975, 184 с.
11. Шпис Х.-И. Поведение неметаллических включений в металлах при кристаллизации и деформации. М.: Металлургия, 1971, 125 с.

УДК 536.21

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКОСТЕННЫХ ЦИЛИНДРОВ ИМПУЛЬСНЫМ МЕТОДОМ

Михеев И. В., Таубин М. Л., Жданов В. С.

При определении теплофизических свойств материалов методом «вспышки» [1] применяются расчетные соотношения, полученные для плоской тепловой волны. Однако наряду с плоскими образцами в теплофизическом эксперименте широко используют и полые цилиндрические образцы, причем для тонкостенных цилиндров ($R_2/R_1 \approx 1,0-1,1$) цилиндрическая стенка с некоторым приближением иногда рассматривается как плоская. Чтобы оценить корректность такого допущения, получим расчетные соотношения, позволяющие вычислить коэффициенты температуропроводности и теплопроводности для случая, когда тепловой импульс с плотностью энергии на единицу длины цилиндра Q_L воздействует на внутреннюю поверхность тонкостенного цилиндра, а температуру измеряют на его внешней поверхности. Предполагается, что теплообмен с окружающей средой на поверхности образца отсутствует.

С этой целью используем решение уравнения теплопроводности для теплоизолированного неограниченного полого цилиндра [2] с начальным распределением температуры в стенке $T(r, 0) = f(r)$

$$\begin{aligned}
 T(r, \tau) = & \frac{2}{R_2^2 - R_1^2} \int_{R_1}^{R_2} r f(r) dr + \pi \sum_{n=1}^{\infty} p_n^2 \frac{J_1^2(p_n R_1) J_1^2(p_n R_2)}{J_1^2(p_n R_1) - J_1^2(p_n R_2)} \left[J_0(p_n r) \frac{Y_1(p_n R_1)}{J_1(p_n R_1)} - \right. \\
 & \left. - Y_0(p_n r) \right] - \frac{\pi}{2} \int_{R_1}^{R_2} r f(r) \left[J_0(p_n r) \frac{Y_1(p_n R_1)}{J_1(p_n R_1)} - Y_0(p_n r) \right] dr \exp(-a p_n^2 \tau),
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

где J_0, J_1, Y_0, Y_1 — функции Бесселя и Вебера нулевого и первого порядков; R_1, R_2 — внутренний и наружный радиусы цилиндра; p_n — корни характеристического уравнения $J_1(p R_1) Y_1(p R_2) = Y_1(p R_1) J_1(p R_2)$; a — коэффициент температуропроводности.

Предположим, что выделение импульса тепловой энергии происходит в момент $\tau=0$ в бесконечно тонком цилиндрическом слое, ограниченном радиусами R_1 и R_0 , причем $(R_0 - R_1)/(R_2 - R_1) \ll 1$, а начальная температура остальной части цилиндра