

А. ОТС, П. АНСОН, У. СООДЛА, Х. ТАЛЛЕРМО

ПРИБЛИЖЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПОЛЕЙ ТЕМПЕРАТУР И ТЕРМИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ В СТЕНКЕ ТРУБ ПРИ РЕЗКОМ ОХЛАЖДЕНИИ

(Представлена И. Эпиком)

В настоящее время большой технический интерес представляет решение проблемы расчета полей температур и термических напряжений в стенке труб при их резком охлаждении. Такие вопросы, например, имеют место при водяной обмывке труб поверхностей нагрева парогенераторов. Вследствие резкого охлаждения в поверхностном слое металла могут появиться значительные термические напряжения, могущие обусловить возникновение термоусталостных трещин.

Известно много теоретических решений задач по определению нестационарного температурного поля в цилиндре и стенке цилиндрической трубы при равномерном нагреве (охлаждении) их поверхностей [1, 2]. Недостатками приведенных в этих работах формул являются сложность и невозможность выражения их через элементарные функции. Вследствие этого не могут быть получены в общем виде и формулы поля термических напряжений. Следовательно, использование этих формул в практике инженерных расчетов связано с большими трудностями. Как показывает опыт, охлаждение нагретых поверхностей в случае обмывки их струями жидкости, происходит не равномерно, а локализованно, т. е. в отдельных точках поверхности. Поэтому тепловые потоки в стенке трубы имеют не только радиальные, но и окружное и осевое направления. Поэтому расчет температурных полей в стенке трубы в предположении равномерного охлаждения всей поверхности может дать в рассматриваемом случае определенные отклонения от действительности.

Ниже описывается приближенный метод расчета полей температур в стенке трубы при ее резком охлаждении, а затем, на основе полученных полуэмпирических формул, выводятся упрощенные зависимости для определения термических напряжений.

Опытная установка и методика исследований

Экспериментальное исследование полей температур в стенке трубы при резком локальном охлаждении ее водой проводилось в специальной полностью автоматизированной установке. Опытными элементами служили четыре образца длиной 110 мм, вырезанные из трубы диа-

метром 32×6 мм (сталь 12Х1МФ). Спаян термопар отстояли от внешней поверхности трубы ($x = 0$) на расстояниях $x = 0; 0,5; 1,5$ и $3,1$ мм. Кабельные термопары КТМС градуировки ХК с термоэлектродами диаметром $0,2$ мм крепились ко дну отверстий серебряным припоем.

Дистиллированная вода впрыскивалась через сопло постоянного сечения с помощью плунжерного насоса. Изменение удельной водяной нагрузки m_F (массы воды, поступающей в единицу времени на единицу поверхности измерительного элемента) или динамического напора H_g обеспечивалось в широких пределах путем регулирования напряжения в соленоиде насоса.

Начало впрыска воды регистрировалось по появлению тока в цепи электрода, установленного перед соплом. Этот момент, а также изменение температуры в стенке трубы фиксировались самопишущим многоканальным осциллографом Н-327. Точность измерения температур составляла $\pm 2,5$ °С, времени $\pm 0,01$ сек.

Влияние отверстия под термопару учитывалось путем «снятия» теплового потока, соответствующего доньшку отверстия

$$Q_{\text{отв}} = \lambda \frac{\pi d_0^2}{4} \left(\frac{\partial \Delta t(x, \tau)}{\partial x} \right)_{x=x_1},$$

где $\left(\frac{\partial \Delta t(x, \tau)}{\partial x} \right)_{x=x_1}$ — градиент температуры в сечении доньшка отверстия, x_1 — расстояние доньшка отверстия термопары от внешней поверхности трубы, λ — коэффициент теплопроводности металла, d_0 — диаметр отверстий, τ — время контакта.

В результате получено, что относительная погрешность показаний термопары, обусловленная сверлением, имеет вид

$$\varphi = cd_0^2 [8\tau^b \sqrt{\pi a \tau_*}]^{-1} \operatorname{arctg} \sqrt{\tau/\tau_*}, \quad (1)$$

где a — коэффициент температуропроводности; τ_* — постоянная, имеющая размерность времени и зависящая от формы кривой распределения теплового потока на поверхности; b, c — постоянные.

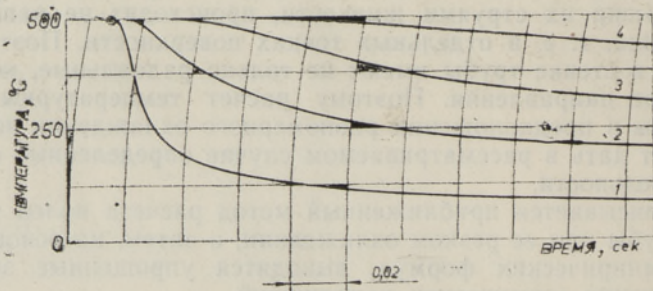


Рис. 1. Характер изменения температуры внутри стенки образца (осциллограмма): \circ — начальный момент впрыска воды; $x = 0$ (1), $0,5$ (2), $1,5$ (3) и $3,1$ мм (4).

Как видно из формулы (1), величина φ зависит только от диаметра отверстия и длительности контакта. Расчет показывает, что при $d_0 = 1,6$ мм величина $\varphi \approx 0,08$.

В качестве примера на рис. 1 показано изменение температуры в стенке трубы при ее обмывке водой.

Разработанная экспериментальная методика позволила получить при заданных начальной температуре образца ($t_0 = 400, 450, 500$ и 550°C), диаметре сопла ($d_c = 2,5$ и $4,0$ мм) и удельной водяной нагрузке ($m_F = 400-1300$ кг/(м²·сек)) зависимость вида $\Delta t(x, \tau) = t_0 - t(x, \tau)$.

Температурное поле в стенке трубы при ее резком охлаждении

В основу принят метод расчета тепловых процессов в условиях локального охлаждения (нагрева) поверхности в предположении, что длительность охлаждения очень мала (не превышает нескольких десятых долей секунды), так что изменение температурного поля локализуется в небольшом объеме металла вблизи места охлаждения, размеры которого значительно меньше наружного радиуса трубы. Это упрощает задачу и позволяет рассматривать поверхность охлаждаемой трубы как поверхность полубесконечного тела, не имеющего теплообмена с окружающей средой (кроме пятна охлаждения).

Предположим, что распределение теплового потока на поверхности $q(R)$ при ее точечном охлаждении выражается известным экспоненциальным законом

$$q(R) = q_{\text{макс}} e^{-KR^2},$$

где $q_{\text{макс}}$ — максимальное значение удельного теплового потока в точке охлаждения; R — расстояние от точечного источника охлаждения до данной точки на поверхности; K — коэффициент, характеризующий форму кривой распределения теплового потока на поверхности. В этом случае температурное поле в теле описывается уравнением [3]

$$dt(x, R, \tau) = \exp\left(-\frac{x^2 + R^2}{4a\tau}\right) [4\pi\lambda\tau^{3/2}\sqrt{\pi a}]^{-1} dQ, \quad (2)$$

где Q — количество мгновенно подведенного к телу тепла (или отнятого от него); x — расстояние от точки охлаждения на поверхности до рассматриваемой точки внутри стенки трубы.

Рассматривая тепловой поток от поверхности к струе как интегральную сумму тепловых потоков мгновенных точечных источников $dQ = q(R)d\tau$ и интегрируя результат с учетом (2) по времени τ , получим уравнение, описывающее изменение температуры в теле на расстоянии x по перпендикуляру от центра пятна охлаждения ($R = 0$):

$$\Delta t(x, \tau) = ar_0^2 \delta t (4\lambda\sqrt{\pi a})^{-1} \int_0^\tau \exp\left(-\frac{x^2}{4a\tau}\right) [\sqrt{\tau}(\tau + \tau_0)]^{-1} d\tau. \quad (3)$$

В формуле (3) учтено, что изменение температуры в теле обусловлено источником охлаждения тепловой мощностью

$$Q = ar_0^2 \pi (t_0 - t_{\text{ж}}) = ar_0^2 \pi \delta t. \quad (4)$$

Здесь a — условный коэффициент теплоотдачи от поверхности к воде, r_0 — радиус пятна охлаждения на поверхности тела, t_0 — первоначальная температура металла, $t_{\text{ж}}$ — температура охлаждающей жидкости.

В общем виде уравнение (3) не интегрируется через элементарные функции, но легко решается для частного случая $x = 0$, что позволяет

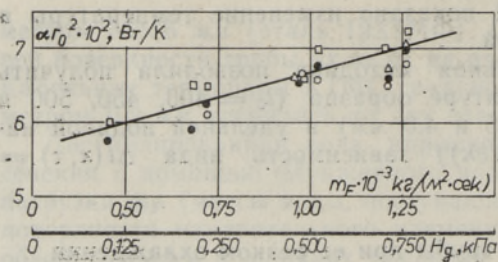


Рис. 2. Зависимость αr_0^2 от m_F или от H_g в пятне охлаждения: $t_0 = 400$ (○), 450 (△), 500 (□) и 550 °С (●).

получить закономерность изменения температуры на внешней поверхности тела в центре пятна охлаждения:

$$\Delta t(0, \tau) = \frac{\alpha r_0 \delta t}{4\lambda \sqrt{\pi a}} \int_0^{\tau} \frac{d\tau}{\sqrt{\tau(\tau + \tau_*)}} = \frac{\alpha r_0^2 \delta t}{2\lambda \sqrt{\pi a \tau_*}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\tau}{\tau_*}}. \quad (5)$$

Как видно, величина $\Delta t(0, \tau)$ меняется во времени по закону $\operatorname{arctg} \sqrt{\tau/\tau_*}$ и по мере роста τ асимптотически приближается к значению $\alpha r_0^2 \delta t (4\lambda \sqrt{\pi a \tau_*})^{-1}$.

Следует отметить, что в рассматриваемом случае a является условной, меняющейся в пределах пятна охлаждения величиной. Возможность ее точного определения путем непосредственных замеров представляется маловероятной. Трудно поддающимся непосредственному определению параметром является также r_0 . Поэтому для характеристики интенсивности охлаждения в пятне более целесообразно пользоваться комплексной величиной αr_0^2 .

Выражение (5) может быть использовано для нахождения τ_* и αr_0^2 по опытным данным. Расчеты на ЭВМ показали, что для стали 12Х1МФ $\tau_* = 0,05$ сек.

Комплексная величина αr_0^2 несколько растет с увеличением удельной водяной нагрузки m_F или динамического напора струи H_g в пятне охлаждения и от начальной температуры металла практически не зависит (см. рис. 2).

При выводе формулы (3) предполагалось, что коэффициенты температуро- и теплопроводности стали остаются в процессе охлаждения постоянными. В действительности же их значения с изменением температуры меняются. Однако решение задачи с учетом функциональной зависимости этих величин от температуры представляется крайне сложным. Поэтому в дальнейшие расчеты вводится усредненный коэффициент температуропроводности, равный для стали 12Х1МФ $a = 0,93 \cdot 10^{-5}$ м²/сек. Это значение с удовлетворительной точностью может быть принято постоянным в пределах от 400 до 550 °С в начальном состоянии образца и до 150 °С — в охлажденном. Коэффициент же теплопроводности λ в любом случае согласуется с величиной αr_0^2 , и температура, при которой он выбирается, не имеет существенного значения. В настоящей работе для стали 12Х1МФ принято $\lambda = 41,3$ Вт/(м·К).

На рис. 3 показаны определенные из опытов значения $\Delta t(0, \tau) \cdot (\alpha r_0^2 \delta t)^{-1}$ в зависимости от времени. Кривые рассчитаны по выражению (5) при $\tau_* = 0,05$ сек, т. е. как $\operatorname{arctg} \sqrt{\tau/0,05} (2\lambda \sqrt{\pi a 0,05})^{-1}$. Видно хорошее согласие опытных значений $\Delta t(0, \tau)$ с зависимостью $\operatorname{arctg} \sqrt{\tau/\tau_*}$.

Как уже отмечалось выше, недостатком известных формул температурного поля при резком охлаждении металла трубы является невозможность выражения их через элементарные функции. Однако в рассматриваемом случае, зная частное решение (5) и учитывая, что распределение температуры по толщине стенки трубы отвечает экспо-

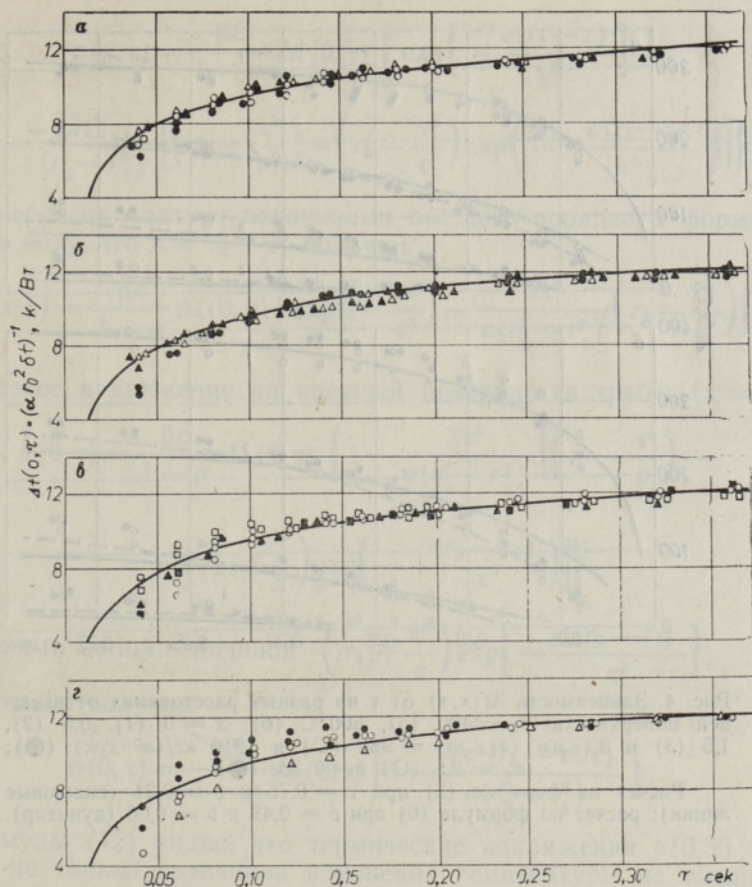


Рис. 3. Зависимость $\Delta t(0, \tau) \cdot (\alpha \tau_0^2 \delta t)^{-1}$ от τ : $t_0 = 400$ (а), 450 (б), 500 (в), 550 (г); $m_F = 460$ (■), 730 (○), 980 (●), 1020 (□), 1210 (△), и 1260 кг/(м²·сек) (▲); $d_c = 2,5$ (○ ● □) и 4,0 мм (△ ■ ▲).

ненициальному закону (2), можно представить температурное поле в полуэмпирическом виде

$$\Delta t(x, \tau) = \Delta t(0, \tau) \cdot \exp(-cx/\tau^b), \quad (6)$$

где постоянные c и b определяются в результате аппроксимации выражения (3) или опытных данных.

Расчеты на ЭВМ показали, что выражение (6) с большой точностью описывает закономерность изменения температуры по толщине стенки (3) при $c = 0,75$ и $b = 0,24$. Расчеты температурного поля в стенке трубы по выражению (3) изображены в виде сплошных линий на рис. 4 (такие же результаты получаются при использовании выражения (6) и тех же коэффициентах c и b). Как видно, расчетные и экспериментальные данные удовлетворительно совпадают.

В результате аппроксимации опытных данных выражением (6) (на ЭВМ) получено $c = 0,42$ и $b = 0,60$. Рассчитанное по этим значениям температурное поле в стенке трубы показано на рис. 4 пунктирными линиями.

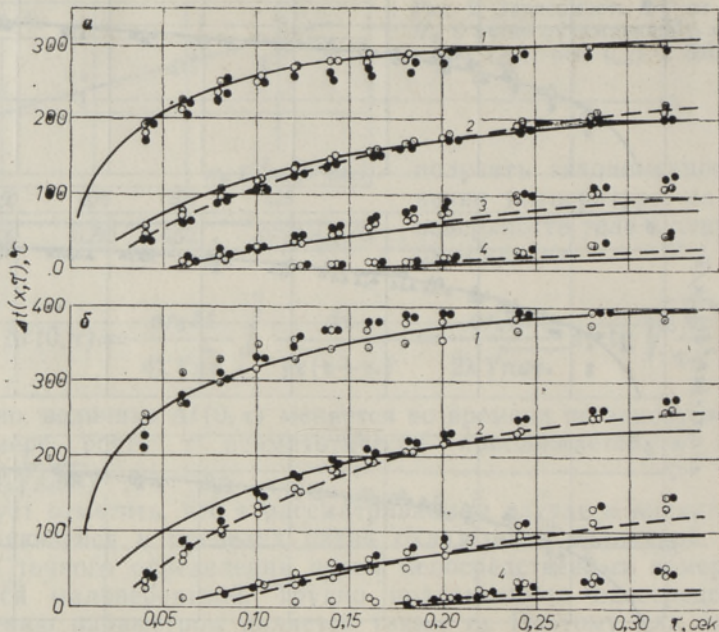


Рис. 4. Зависимость $\Delta t(x, \tau)$ от τ на разных расстояниях от внешней поверхности: $t_0 = 400$ (а), 500°C (б); $x = 0$ (1), $0,5$ (2), $1,5$ (3) и $3,1$ мм (4); $m_F = 980$ (○) и 1210 кг/(м²·сек) (●); $d_c = 2,5$ (○) и $4,0$ мм (●).

Расчет по формуле (3) при $c = 0,75$ и $b = 0,24$ (сплошные линии); расчет по формуле (6) при $c = 0,42$ и $b = 0,60$ (пунктир).

Термические напряжения в стенке трубы при ее резком охлаждении

Аксиальные σ_z и окружные σ_φ термические напряжения в стенке неравномерно нагретой трубы могут быть определены по формулам

$$\sigma_z = -\frac{\beta E}{1 - \mu} \left[\Delta t(r, \tau) - \frac{2}{r_2^2 - r_1^2} \int_{r_1}^{r_2} r \Delta t(r, \tau) dr \right] \quad (7)$$

и

$$\sigma_\varphi = \frac{\beta E}{(1 - \mu) r^2} \left[\frac{r^2 + r_1^2}{r_2^2 - r_1^2} \int_{r_1}^{r_2} r \Delta t(r, \tau) dr + \int_{r_1}^{r_2} r \Delta t(r, \tau) dr - r^2 \Delta t(r, \tau) \right] \quad (8)$$

соответственно, где β — коэффициент линейного расширения металла, E — модуль упругости металла, μ — коэффициент Пуассона, r — текущее значение радиуса трубы.

Радиальные термические напряжения σ_r ввиду их малости по сравнению с σ_z и σ_φ здесь не рассматриваются. На внешней поверхности трубы $\sigma_z = \sigma_\varphi$. А поскольку и при $r < r_2$ окружные напряжения практически не отличаются от аксиальных, то с большой степенью точности можно ограничиться только формулой (7). Тогда с учетом формулы (6) имеем (в дальнейшем индекс z опущен)

$$\sigma(x, \tau) = \frac{\beta E}{1 - \mu} \Delta t(0, \tau) \left\{ \exp\left[-\frac{c(r_2 - r)}{\tau^b}\right] - \frac{2\tau^b}{c(r_2^2 - r_1^2)} \left[\left(r_2 - \frac{\tau^b}{c}\right) - \left(r_1 - \frac{\tau^b}{c}\right) \exp\left(-\frac{c(r_2 - r_1)}{\tau^b}\right) \right] \right\}. \quad (9)$$

Пренебрегая малыми величинами высшего порядка в формуле (9) и имея в виду, что $x = r_2 - r$, получим

$$\sigma(x, \tau) = \frac{\beta E}{1 - \mu} \Delta t(0, \tau) \left[\exp\left(-\frac{cx}{\tau^b}\right) - \frac{2\tau^b}{c(r_2^2 - r_1^2)} \left(r_2 - \frac{\tau^b}{c}\right) \right]. \quad (10)$$

Термическое напряжение на внешней поверхности трубы ($x = 0$)

$$\sigma(0, \tau) = \frac{\beta E}{1 - \mu} \Delta t(0, \tau) \left\{ 1 - \frac{2\tau^b}{c(r_2^2 - r_1^2)} \left[\left(r_2 - \frac{\tau^b}{c}\right) - \left(r_1 - \frac{\tau^b}{c}\right) \exp\left(-\frac{c(r_2 - r_1)}{\tau^b}\right) \right] \right\}. \quad (11)$$

Пренебрегая малой величиной $\left(r_1 - \frac{\tau^b}{c}\right) \exp\left[-\frac{c(r_2 - r_1)}{\tau^b}\right]$,

окончательно получим

$$\sigma(0, \tau) = \frac{\beta E}{1 - \mu} \Delta t(0, \tau) \left[1 - \frac{2\tau^b(r_2 - \tau^b/c)}{c(r_2^2 - r_1^2)} \right]. \quad (12)$$

Из формулы (12) видно, что термические напряжения $\sigma(0, \tau)$ определяются не только величиной изменения температуры на внешней поверхности трубы $\Delta t(0, \tau)$, но и величинами τ , r_1 и r_2 . Результаты расчета показывают, что эти напряжения являются максимальными на внешней поверхности трубы, с увеличением расстояния x они резко убывают и на глубине

$$x_0 = -\ln \left[2\tau^b \left(r - \frac{\tau^b}{c}\right) / c(r_2^2 - r_1^2) \right] \quad (13)$$

становятся равными нулю (для стали 12Х1МФ — при $x = 1,7$ мм и $\tau = 0,2$ сек).

В качестве примера на рис. 5 приведены результаты расчета термических напряжений для стали 12Х1МФ. На этом же рисунке нанесена вероятная область изменения двукратного значения предела текучести стали 12Х1МФ, превышение которого может вызвать образование трещин термической усталости [4]. Отметим, что этот предел, по данным различных источников, колеблется в широких пределах.

На рис. 6 изображена зависимость термических напряжений на внешней поверхности трубы от времени при различных первоначальных температурах металла. Как видно, при $\tau \leq 0,2$ сек результаты расчетов при коэффициентах $c = 0,75$, $b = 0,24$ и $c = 0,42$, $b = 0,60$ практически совпадают. Их некоторое расхождение начинается с $\tau > 0,2$ сек, что можно объяснить влиянием конечных размеров толщины стенки, которые не учтены в исходной расчетной схеме. Это расхождение невелико и при $\tau = 0,25$ сек составляет примерно 2% и при $\tau = 0,3$ сек — около 5%.

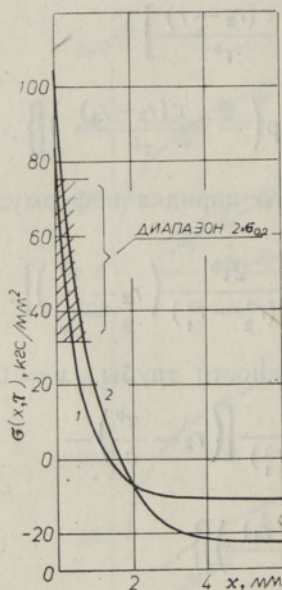


Рис. 5. Изменение аксиального термического напряжения по глубине стенки трубы при $t_0 = 500^\circ\text{C}$: $\tau = 0,1$ (1) и $0,2$ сек (2).

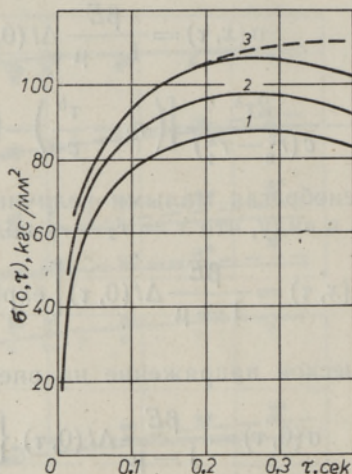


Рис. 6. Зависимость термических напряжений на внешней поверхности трубы от времени: $t_0 = 400$ (1), 450 (2) и 500°C (3).

Расчет по формуле (12) при $c = 0,42$ и $b = 0,60$ (сплошные линии); то же при $c = 0,75$ и $b = 0,24$ (пунктир).

Из рис. 6 выясняется, что на внешней поверхности трубы термические напряжения очень быстро растут во времени и, например при указанных выше условиях, уже менее чем через $0,025$ сек после начала охлаждения достигают двукратного предела текучести материала $2\sigma_{0.2}$. По достижении максимума они практически не меняются с ростом времени, хотя температура на внешней поверхности продолжает снижаться. Время, при котором термические напряжения достигают максимальных значений, можно определить из условия

$$\frac{d\sigma(0, \tau)}{d\tau} = \frac{\sqrt{\tau}}{2\sqrt{\tau(\tau + \tau_*)}} \left[1 - \frac{2\tau^b \left(r_2 - \frac{\tau^b}{c} \right)}{c(r_2^2 - r_1^2)} \right] - \arctg \sqrt{\frac{\tau}{\tau_*}} \left[\frac{2b\tau^{b-1}}{c(r_2^2 - r_1^2)} \left(r_2 - \frac{2\tau^b}{c} \right) \right] = 0. \quad (14)$$

Расчеты показывают, что для трубы из стали 12Х1МФ это время составляет $0,25$ сек.

Критерии надежной работы металла в условиях резкого охлаждения

Оценивая надежность и долговечность работы металла в рассматриваемых выше условиях, следует различать три случая:

1. Термоциклические деформации в упругой области.

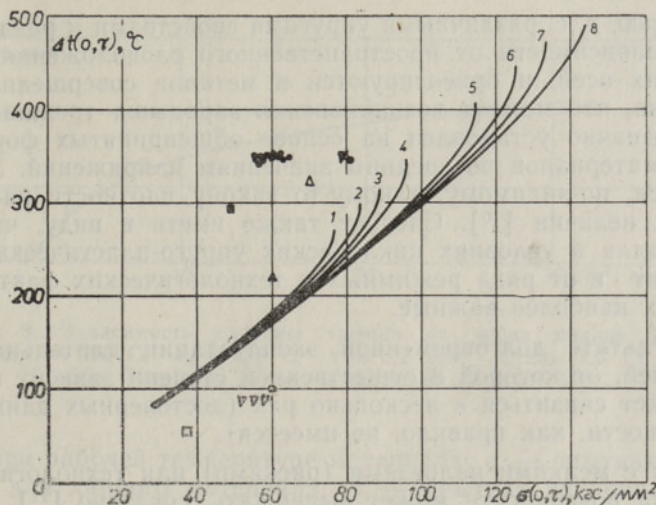


Рис. 7. Зависимость $\sigma(0, \tau)$ от $\Delta t(0, \tau)$: $\delta t = 400$ (1—4) и 600°C (5—8); $m_F = 375$ (1, 5), 700 (2, 6), 1000 (3, 7) и $1400 \text{ ккал/(м}^2 \cdot \text{сек)}$ (4, 8). По данным авторов (●), по [5] (△), по [6] (■), по данным авторов (▲), по [7] (○), по [8] (□), по [9] (▽), по данным авторов (▼). Трещины обнаружены (● △ ■ ▲), трещин не обнаружено (○ □ ▽ ▼).

2. Термоциклические деформации в упруго-пластической области без образования трещин термической усталости.
3. Термоциклирование в условиях развивающихся трещин.

При циклических знакопеременных термических напряжениях работа металла без пластических деформаций, а следовательно, и без малоциклового усталости, обеспечивается при выполнении условия [4]:

$$\sigma(0, \tau) \leq 2\sigma_{0,2}, \tag{15}$$

где $\sigma(0, \tau)$ может быть определено по формуле (12).

Рис. 7 иллюстрирует зависимость $\sigma(0, \tau)$ от $\Delta t(0, \tau)$ для труб диаметром 32 мм из стали 12X1MF при разных значениях m_F , δt и длительности охлаждения 0,2 сек. Точки соответствуют условиям опытных исследований труб на термоциклическое растрескивание при их резком поверхностном охлаждении. Выявилось, что во всех случаях, когда $\sigma(0, \tau) > 2\sigma_{0,2}$, на поверхностях труб появляются трещины. Из 17 опытных труб только одна не имела трещин и именно у нее $\sigma_{0,2}$ превышало среднее значение $\sigma_{0,2}$ остальных труб примерно на 33%.

Принимая, например, для стали 12X1MF значение $\sigma_{0,2}$ при 450—480°C равным 27 кгс/мм^2 , получим, что безопасной с точки зрения растрескивания металла $\Delta t(0, \tau) \leq 150\text{—}160^\circ\text{C}$. Этой величине соответствует длительность охлаждения 0,02 сек.

Известно, что в некоторых случаях металл может выдержать некоторое количество циклов загрузки в условиях незначительных пластических деформаций. Однако при этом его выносливость определяется очень сложными, как правило, не поддающимися точному учету факторами. Как показывают исследования, зародыши трещины возникают в кристаллах металла на той стадии деформации, когда касательные напряжения в них впервые достигают порогового уровня, превышающего прочность зерен. Поскольку зерна металла обладают ани-

зотропностью, т. е. различными упругими свойствами и различной прочностью в зависимости от пространственного расположения кристаллографических осей, и ориентируются в металле совершенно случайно, то очевидно, что момент возникновения зародыша трещины не может быть однозначно установлен на основе общепринятых формул сопротивления материалов по средним значениям напряжений. Это явление подчиняется, по-видимому, какому-то закону плотности распределения случайных величин [10]. Следует также иметь в виду, что выносливость металла в условиях циклических упруго-пластических деформаций зависит и от ряда режимных и технологических факторов. Отметим из них наиболее важные.

1) В результате долговременной эксплуатации длительная пластичность сталей, от которой в существенной степени зависит их выносливость, может снизиться в несколько раз (достоверных данных об этой закономерности, как правило, не имеется).

2) Металл с мелкими надрезами (рисками) или технологическими дефектами на поверхности может выдерживать, согласно [11], без образования трещин до 20 раз меньше циклов упруго-пластических деформаций, чем металл, имеющий гладкую поверхность.

3) Существенное влияние на выносливость оказывает частота циклов нагружения или, точнее, длительность выдержки металла при высокой температуре между этими циклами в условиях релаксации напряжений. Например, согласно [12], увеличение интервала между циклами от 15 до 85 ч приводит к уменьшению циклов, выдерживаемых образцом до разрушения, в 3,7 раза. В свете сказанного очевидно, что аналитическое определение их количества не может дать адекватных опытам результатов. Как показывает анализ, разработанные к настоящему времени методы аналитических расчетов [13, 14] не могут гарантировать необходимую долговечность работы металла без возникновения трещин даже в случае принятых коэффициентов запаса по числу циклов до 20.

В то же время из практики известно, что даже в условиях постоянных по амплитуде циклических напряжений детали (лопатки турбин, оси железнодорожных вагонов и др.) могут работать после появления усталостных трещин в несколько раз дольше, чем до их появления. Поэтому представляется важным рассмотреть закономерность распространения возникшей на поверхности металла трещины в условиях термоциклическости при $\sigma(0, \tau) > 2\sigma_{0.2}$. Задача несколько упрощается в связи с тем, что эта закономерность определяется нормальными напряжениями возле вершины трещины, которые в условиях пластических деформаций близки к статистически усредненным напряжениям отдельных зерен металла, сравнительно просто определяемым обычными методами сопротивления материалов и теории упругости. Так как при кратковременном резком охлаждении поверхности термические напряжения очень резко убывают с увеличением расстояния от поверхности (рис. 5), то, очевидно, по мере углубления трещины скорость ее роста должна быстро затухая, стремиться к нулю.

В основу зависимости, отражающей закономерность развития трещин термоциклической усталости, может быть принято выражение из [15]:

$$N = (1 - a/a_0) / A (\sigma/\sigma_b^t)^m, \quad (16)$$

где N — число циклов; a_0 — глубина исходной трещины (начало отсчета); a — глубина трещины при количестве циклов N ; σ_b^t — предел

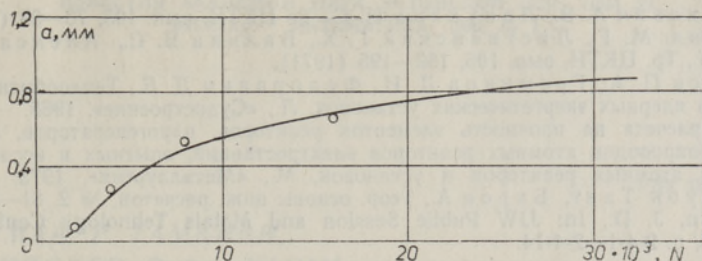


Рис. 8. Зависимость глубины трещин от числа циклов N : $\Delta t(0, \tau) = 290^\circ\text{C}$, $t_0 = 550^\circ\text{C}$, $\tau = 0,2$ сек. Сталь 1,0 Сг и 0,5 Мо. Сплошная линия — расчет по формуле (16).

прочности при рабочей температуре материала; μ — опытная величина, постоянная для данного материала; A — опытная величина, постоянная для данного материала при его охлаждении с неизменяющейся частотой.

Наши исследования показывают, что опытная зависимость $a = F(N)$ может быть удовлетворительно аппроксимирована выражением (16), если вместо σ подставить ее функциональную зависимость от x согласно выражению (10). Результаты такой аппроксимации опытных значений a , полученных в [16], показаны на рис. 8. Видно, что в начальный период трещина термической усталости действительно растет относительно быстро, но по мере углубления скорость ее распространения стремится к нулю, т. е. процесс является в рассматриваемых условиях самотормозящимся.

Прогнозируя в соответствии со сказанным закономерность распространения трещин и учитывая это при проектировании, можно обеспечить необходимую надежность и длительную работоспособность металла в условиях термоцикличности при упруго-пластических деформациях. Расчеты применительно к трубам из стали 12Х1МФ, работающим в указанном выше режиме, показывают, например, что при глубине трещин $a \leq 0,5$ мм и количестве термоциклов за срок службы $N = 15\,000$ допустимая величина $\Delta t(0, \tau)$ составит примерно 285°C (вместо $150\text{--}160^\circ\text{C}$ при соблюдении условия (15)). Это обстоятельство является весьма важным, например, с точки зрения эффективности водяной обмывки поверхностей нагрева парогенераторов электростанций, определяемой величиной создаваемого температурного перепада в металле, т. е. допустимым значением Δt на поверхности металла.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лыков В. А., Теория теплопроводности, М., «Высш. школа», 1967.
2. Voley, B. A., Weiner, J. H., Theory of thermal stresses, John Wiley and Sons, Inc., New York—London, 1968.
3. Рыкалин Н. Н., Расчеты тепловых процессов при сварке, М., Машгиз, 1951.
4. Отс А. А., Ансон П. И., Таллермо Х. И., Тр. Таллинск. политехн. ин-та, XVIII, № 458, 47—57 (1978).
5. Туляков Г. А., Плеханов В. А., Теплоэнергетика, № 4, 45—49 (1969).
6. Эллери А. Р., Джонсон П. Р., Ньютон Д. О., Энерг. машины и установки, № 4, 62—69 (1974).
7. Кендысь П. Н., Кельман Л. Я., Энергомашиностроение, № 2, 1—3 (1971).
8. Nelson, J. E., In: Proc. Amer. Power Conf., 37, Chicago, 1975, p. 410—420.
9. Nelson, J. E., Desiderio, A. J., Buckley, W. R., In: Proc. Amer. Power Conf., 33, Chicago, 1971, p. 584—593.
10. Ихара, Цуруи, Игараши, Теор. основы инж. расчетов, № 3, 21—23 (1977).

11. Станюкович А. В., Лапухина Н. С., Тр ЦКТИ, вып. 105, 73—82 (1971).
12. Таубина М. Г., Листвинский Г. Х., Балина В. С., Александрова Л. В., Тр. ЦКТИ, вып. 105, 189—195 (1971).
13. Андреев П. А., Греминов Д. И., Федорович Д. Е., Теплообменные аппараты ядерных энергетических установок, Л., «Судостроение», 1965.
14. Нормы расчета на прочность элементов реакторов, парогенераторов, сосудов и трубопроводов атомных реакторов электростанций, опытных и исследовательских атомных реакторов и установок, М., «Металлургия», 1973.
15. Буи-Куок Танг, Бирон А., Теор. основы инж. расчетов, № 2, 81—87 (1975).
16. Newton, J. D., In: JJW Public Session and Metals Tehnology Conf., Sydney, 1976, p. 2-4-1—2-4-14.

Таллинский политехнический
институт

Поступила в редакцию
2/VII 1979

A. OTS, P. ANSON, U. SOODLA, H. TALLERMO

KIIRESTI JAHUTATAVA TORU TEMPERATUURIVÄLJA JA TERMILISTE PINGETE LIGIKAUDSE ARVUTAMISE MEETOD

Esitatud meetod põhineb soojusvoogude määramisel toru lokaalse soojendamise (jahutamise) korral. Temperatuurivälja integraalvõrrandi osalahendist on saadud praktilisteks arvutusteks sobiv poolempiiriline võrrand. On võrreldud veega jahutatud terastoru (12X1MΦ) seinas katseliselt määratud temperatuurivälja analüütiliste arvutuste tulemustega. Temperatuurivälja valemite alusel on esitatud seosed termiliste pingete määramiseks ja analüüsitud kriteeriume, mis võimaldavad hinnata kuumutatud ja veejoaga jahutatavate torude töökindlust termiliste väsimuspragude tekke seisukohast.

A. OTS, P. ANSON, U. SOODLA, H. TALLERMO

NÄHERUNGSMETHODE ZUR BERECHNUNG VON TEMPERATURFELDERN UND THERMISCHEN SPANNUNGEN IN DER ROHRWAND BEI PLÖTZLICHER ABKÜHLUNG

Im Artikel wird die Bestimmung von Temperaturfeldern in erhitzten Stahlzylindern und Röhren bei kurzzeitiger Abkühlung ihrer Oberfläche durch Flüssigkeiten betrachtet. Auf der Grundlage der Berechnungsmethode von Wärmeströmen unter den Bedingungen örtlicher Aufheizung (Abkühlung) wurde eine Integralformel zur Berechnung der Wärmefelder aufgestellt, mit deren Hilfe praktische Teillösungen (halbempirisch) möglich sind. Aufgeführt werden experimentelle Ergebnisse bei kurzfristiger Abkühlung von Kesselstahl 12X1MΦ bei unterschiedlichen Anfangstemperaturen im Vergleich zu der analytischen Betrachtung.

Im Ergebnis werden die Kriterien der Zuverlässigkeit der Metalle aufgewärmter Röhre bei Abkühlung ihrer Oberflächen durch Wasser aufgezeigt. Das Hauptkriterium der Zuverlässigkeit bei der Arbeitsphase der Metalle ohne Ribbildung ist die Bedingung, bei der die thermischen Spannungen etwa 2mal niedriger als die Fließgrenze des Metalls sind.

Außerdem werden die Gesetzmäßigkeiten der Ribbildung bei thermischer Ermüdung der Metalle betrachtet. Als Schlußfolgerung ergibt sich, daß dieser Prozeß «selbstbremsend» abläuft und mit Hilfe der vorgeschlagenen Berechnungsmethode, bei möglicher Ribbildung bis in vorgegebene Metalltiefe, eine Prognose der langwierigen Arbeitsphase dieser Metalle möglich ist.