

## Прогнозирование температурной зависимости трещиностойкости сталей для сосудов давления от флюенса нейтронов на основе метода Unified Curve

Б. З. Марголин, А. Г. Гуленко, В. А. Николаев, Л. Н. Рядков

ЦНИИКМ “Прометей”, Санкт-Петербург, Россия

*На основании предложенного авторами ранее метода Unified Curve и вероятностной модели, базирующейся на локальном подходе и физических предположениях влияния размеров карбидов и примесей на локальную прочность материала, разработан метод, что позволяет прогнозировать изменение температурной зависимости трещиностойкости от флюенса нейтронов. Результаты расчета по предлагаемому методу сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.*

**Ключевые слова:** трещиностойкость, метод Unified Curve, метод Master Curve, вероятностная модель, локальный критерий, флюенс нейтронов, сосуды давления.

**Введение.** Авторами разработан новый инженерный метод, позволяющий прогнозировать температурную зависимость трещиностойкости сталей для сосудов давления (СД) на основе данных испытаний образцов на трещиностойкость при одной или нескольких температурах [1]. Метод подобен широко распространенному методу Master Curve [2–5], но в отличие от последнего учитывает изменение формы кривой  $K_{Jc}(T)$  в зависимости от степени охрупчивания материала. Этот метод получил название Unified Curve. Ранее [1] было показано, что метод Master Curve является частным случаем метода Unified Curve.

Основные положения метода Unified Curve заключаются в следующем.

1. Температурная зависимость трещиностойкости ферритно-перлитных конструкционных сталей при вероятности разрушения  $P_f = 0,5$  для образцов толщиной  $B = 25$  мм может быть описана единой зависимостью

$$K_{Jc(\text{med})} = K_{Jc}^{\text{shelf}} + \Omega \left( 1 + \text{th} \left( \frac{T - 130}{105} \right) \right), \quad \text{МПа}\sqrt{\text{м}}, \quad (1)$$

где  $K_{Jc}^{\text{shelf}} = 26 \text{ МПа}\sqrt{\text{м}}$ ;  $\Omega$  – параметр, зависящий от степени охрупчивания материала;  $T$  – температура в  $^{\circ}\text{C}$ .

Из уравнения (1) следует

$$\Omega = K_{Jc(\text{med})} \Big|_{T=130^{\circ}\text{C}} - K_{Jc}^{\text{shelf}}. \quad (1a)$$

С увеличением степени охрупчивания параметр  $\Omega$  уменьшается.

2. Для описания разброса  $K_{Jc}(T)$  и масштабного эффекта используется хорошо известное уравнение из метода Master Curve [2, 5]:

$$P_f = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{K_{Jc} - K_{\min}}{K_0 - K_{\min}} \right)^4 \right], \quad (2)$$

где  $P_f$  – вероятность хрупкого разрушения произвольно выбранного образца при коэффициенте интенсивности напряжения  $K_1 \leq K_{Jc}$ ;  $K_0$  – масштабный параметр, зависящий от температуры испытаний и толщины образца;  $K_{\min}$  – минимально возможная трещиностойкость. В соответствии с [2]  $K_{\min} = 20 \text{ МПа}\sqrt{\text{м}}$ .

3. Влияние толщины образца на трещиностойкость описывается уравнением [3, 5]

$$\frac{K_{Jc}^X - K_{\min}}{K_{Jc}^Y - K_{\min}} = \left( \frac{B_Y}{B_X} \right)^{1/4}, \quad (3)$$

где  $K_{Jc}^X, K_{Jc}^Y$  – трещиностойкость образцов толщиной  $B_X$  и  $B_Y$ , соответствующая одной и той же вероятности разрушения  $P_f$ .

Метод Unified Curve, как и метод Master Curve, позволяет прогнозировать зависимость  $K_{Jc}(T)$  только для состояния материала, при котором испытываются образцы для калибровки параметров метода. Чтобы применить метод Unified Curve для прогнозирования зависимости  $K_{Jc}(T)$  от флюенса нейтронов  $F$ , необходимо знать зависимость  $\Omega(F)$ . Цель настоящей работы – определение связи параметра  $\Omega$  с флюенсом нейтронов  $F$ .

**1. Формулировка зависимости  $\Omega$  от флюенса нейтронов.** Метод Unified Curve был разработан на основе обобщения результатов расчетов с помощью вероятностной модели [6–9], названной моделью Prometeu. Последняя основана на локальном подходе, сформулированном в вероятностной постановке. Как показано в [1], основным параметром, контролирующим зависимость  $K_{Jc}(T)$ , является  $\sigma_d$ . Параметр  $\sigma_d$  может быть интерпретирован как прочность матрицы материала или карбида либо связи карбид–матрица или других препятствий (например, границ зерна), на которых зарождаются микротрещины скола. Основным параметром в методе Unified Curve, который контролирует форму кривой  $K_{Jc}(T)$ , – параметр  $\Omega$ . Поэтому формулировка зависимости  $\Omega(F)$  может быть выполнена в два этапа. На первом этапе на основании расчетов с помощью модели Prometeu устанавливается связь между параметрами  $\Omega$  и  $\sigma_d$ . На втором этапе на основе физических представлений о влиянии облучения на параметр  $\sigma_d$  определяется связь между параметром  $\sigma_d$  и флюенсом нейтронов  $F$ . С использованием зависимостей, полученных на первом и втором этапах, можно установить зависимость  $\Omega(F)$ .

Поскольку для получения зависимости  $\Omega(\sigma_d)$  необходимо проведение расчетов по модели Prometeu, представим кратко ее основные положения.

### 1.1. Основные положения вероятностной модели Prometeu.

1.1.1. *Локальный критерий хрупкого разрушения.* Формулировка локального критерия хрупкого разрушения в вероятностной постановке включает следующие положения [6–9].

1. Поликристаллический материал представляется как совокупность элементарных ячеек со следующими свойствами. Механические свойства ячейки принимаются такими же, как осредненные механические свойства материала, полученные при испытании стандартных образцов. Размер элементарной ячейки  $\rho_{uc}$  не меньше, чем средний размер зерна поликристаллического материала. Напряженно-деформированное состояние (НДС) в элементарной ячейке принимается однородным.

2. Локальный критерий хрупкого разрушения элементарной ячейки состоит из двух условий [10, 11]:

$$\sigma_1 + m_{T\varepsilon} \sigma_{eff} \geq \sigma_d; \quad (4a)$$

$$\sigma_1 \geq S_c(\kappa). \quad (4б)$$

Условие (4а) является условием зарождения микротрещин скола, условие (4б) – условием распространения микротрещин скола.

В (4б) критическое напряжение хрупкого разрушения  $S_c(\kappa)$  вычисляется по формуле

$$S_c(\kappa) = [C_1^* + C_2^* \exp(-A_d \kappa)]^{-1/2}. \quad (5)$$

В (4) и (5) приняты следующие обозначения:  $\sigma_1$  – максимальное главное напряжение;  $\sigma_{eff}$  – эффективное напряжение,  $\sigma_{eff} = \sigma_{eq} - \sigma_Y$ ;  $\sigma_{eq}$  – интенсивность напряжений;  $\sigma_Y$  – предел текучести;  $\kappa = \int d\varepsilon_{eq}^p$  – параметр Одквиста;  $d\varepsilon_{eq}^p$  – приращение интенсивности пластической деформации;  $C_1^*, C_2^*, A_d$  – константы материала;  $m_{T\varepsilon}$  – параметр, который зависит от температуры и пластической деформации и может быть записан в виде

$$m_{T\varepsilon} = m_T(T) m_\varepsilon(\kappa); \quad (6)$$

$$m_\varepsilon(\kappa) = S_0 / S_c(\kappa); \quad (7)$$

$$m_T(T) = m_0 \sigma_{Ys}(T), \quad (8)$$

где  $S_0 \equiv S_c(\kappa = 0)$ ;  $m_0$  – константа, определяемая из эксперимента;  $\sigma_{Ys}$  – температурно-зависимая компонента предела текучести.

3. Для формулировки критерия (4) в вероятностной постановке принимается, что параметр  $\sigma_d$  является стохастическим, остальные параметры – детерминированными. Такое предположение базируется на анализе стохастической природы различных критических параметров, контролирующих хрупкое разрушение корпусных реакторных сталей [12].

4. Для описания функции распределения карбидов по прочности, т.е. функции распределения параметра  $\sigma_d$ , используется функция Вейбулла, которая описывает распределение минимальных значений прочности карбида в элементарной ячейке, где происходит зарождение микротрещины скола:

$$p(\sigma_d) = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{\sigma_d - \sigma_{d0}}{\tilde{\sigma}_d} \right)^\eta \right], \quad (9)$$

$p(\sigma_d)$  – вероятность нахождения в каждой элементарной ячейке карбида с минимальной прочностью, которая меньше  $\sigma_d$ ;  $\tilde{\sigma}_d$ ,  $\sigma_{d0}$  и  $\eta$  – параметры Вейбулла.

5. Для описания хрупкого разрушения поликристаллического материала используется модель наислабейшего звена.

6. Хрупкое разрушение может происходить только в тех элементарных ячейках, для которых выполняются условия:  $\sigma_{eq} \geq \sigma_Y$  и  $\sigma_1 \geq S_c(\kappa)$ .

1.1.2. *Вероятностная модель прогнозирования зависимости  $K_{Jc}(T)$ .* Вероятностная модель хрупкого разрушения основана на локальном критерии хрупкого разрушения, рассмотренном выше. Напряженно-деформированное состояние у вершины трещины рассчитывается либо с помощью метода конечных элементов (МКЭ), либо в соответствии с аналитическим решением [8, 9].

Вероятность хрупкого разрушения образца с трещиной может быть представлена в виде [13]

$$P_f = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{\sigma_W}{\tilde{\sigma}_d} \right)^\eta \right]. \quad (10)$$

Здесь  $\sigma_W$  – так называемое напряжение Вейбулла, для модели Prometeu оно может быть записано в виде

$$\sigma_W = \left[ \sum_{i=1}^k (\max(S_{nuc}^i) - \sigma_{d0})^\eta \right]^{1/\eta}; \quad (11)$$

$$S_{nuc}^i \equiv \begin{cases} \sigma_{nuc}^i, & \text{если } \sigma_1^i \geq S_c(\kappa_i) \text{ и } \sigma_{nuc}^i > \sigma_{d0}; \\ \sigma_{d0}, & \text{если } \sigma_1^i < S_c(\kappa_i) \text{ или } \sigma_{nuc}^i \leq \sigma_{d0}, \end{cases} \quad (12)$$

где  $\sigma_{nuc} = \sigma_1 + m_{Te} \sigma_{eff}$ ;  $k$  – число элементарных ячеек в пластической зоне;  $i$  – номер элементарной ячейки. Для каждой ячейки параметр  $\max(S_{nuc}^i)$  имеет наибольшее значение  $S_{nuc}^i$  за период от начала деформирования ячейки до текущего момента ее деформирования.

Уравнение (11) обеспечивает вычисление вероятности хрупкого разрушения в зависимости от коэффициента интенсивности напряжения, так как параметр  $\sigma_W$  является функцией  $K_1$ .

Для прогнозирования зависимости  $K_{Jc}(T)$  в диапазоне температур хрупкого разрушения в соответствии с представленной моделью необходимо знать параметры  $S_c(\kappa)$ ,  $m_T(T)$ ,  $\tilde{\sigma}_d$ ,  $\sigma_{d0}$  и  $\eta$ , а также параметры, описывающие пластическое деформирование материала.

## 1.2. Определение зависимости $\Omega$ от $\sigma_d$ .

1.2.1. *Анализ параметров вероятностной модели.* Как следует из раздела 1.1, для моделирования зависимости  $K_{Jc}(T)$  необходимо знать следующие характеристики материала:

- параметры, описывающие диаграмму деформирования материала;
- параметры, входящие в локальный критерий хрупкого разрушения.

Согласно полученным ранее данным [7], диаграмма деформирования может быть описана зависимостью

$$\sigma_{eq} = \sigma_Y(T) + A_0 \kappa^n. \quad (13)$$

Здесь  $A_0$  и  $n$  – константы материала;  $\sigma_Y(T)$  – температурная зависимость предела текучести,

$$\sigma_Y(T) = \sigma_{YG} + \sigma_{Ys}(T) = a + b \exp(-hT_a), \quad (14)$$

где  $\sigma_{YG}$  и  $\sigma_{Ys}$  – температурно-зависимая и температурно-независимая компоненты предела текучести соответственно;  $a, b, h$  – константы материала;  $T_a$  – абсолютная температура в К.

В работе [1] показано, что основными параметрами, определяющими зависимость  $K_{Jc}(T)$  для материала с различной степенью охрупчивания, являются  $\tilde{\sigma}_d$  и  $\eta$ . Как видно из формулы (9), эти параметры описывают вероятностное распределение параметра  $\sigma_d$ . Изменение степени охрупчивания материала может быть смоделировано изменением параметра  $\tilde{\sigma}_d$  [1, 14].

С целью определения влияния параметров  $\tilde{\sigma}_d$  и  $\eta$  на характер зависимости  $K_{Jc}(T)$  ранее [1] были проведены расчеты для двух серий кривых трещиностойкости по двум вариантам набора данных. В первой серии использовался набор данных, соответствующий свойствам стали 15X2НМФА в исходном состоянии:  $a = 510$  МПа;  $b = 1083$  МПа;  $h = 9,31 \cdot 10^{-3}$  К $^{-1}$ ;  $C_1^* = 2,01 \cdot 10^{-7}$  МПа $^{-2}$ ;  $C_2^* = 3,90 \cdot 10^{-2}$  МПа $^{-2}$ ;  $A_d = 1,71$ ;  $\eta = 6$ . Параметры  $A_0$  и  $n$  были взяты из [1]. Параметр  $\tilde{\sigma}_d$  варьировался, остальные параметры были постоянными.

Вторая серия кривых отличается от первой двумя измененными параметрами –  $a = 710$  МПа,  $\eta = 12$ . Этот вариант наиболее типичен для радиационно-охрупченного материала, когда при охрупчивании происходит увеличение предела текучести приблизительно на 200 МПа. Параметр  $\tilde{\sigma}_d$ , как и в первом варианте, варьировался.

1.2.2. *Результаты расчетов.* На рис. 1 представлены результаты вычислений по двум вариантам набора данных. Расчеты проводились для условия плоской деформации в предположении, что вязкий подрост трещины отсутствует при любом сколь угодно высоком уровне  $K_{Jc}$ . Зависимости  $K_{Jc}(T)$  рассчитаны для образца толщиной  $B = 25$  мм при вероятности разрушения  $P_f = 0,5$ .

Выполненные расчеты позволяют получить зависимости  $K_{Jc(med)} \Big|_{T=130^\circ\text{C}}$  от параметра  $\tilde{\sigma}_d$  для первого и второго вариантов набора данных. Затем с

использованием уравнения (1а) могут быть построены зависимости  $\Omega(\tilde{\sigma}_d)$  – рис. 2, которые как для первого варианта набора данных, так и для второго хорошо аппроксимируются уравнением вида

$$\Omega = C(\tilde{\sigma}_d)^r, \quad (15)$$

где  $C$  и  $r$  – константы материала.

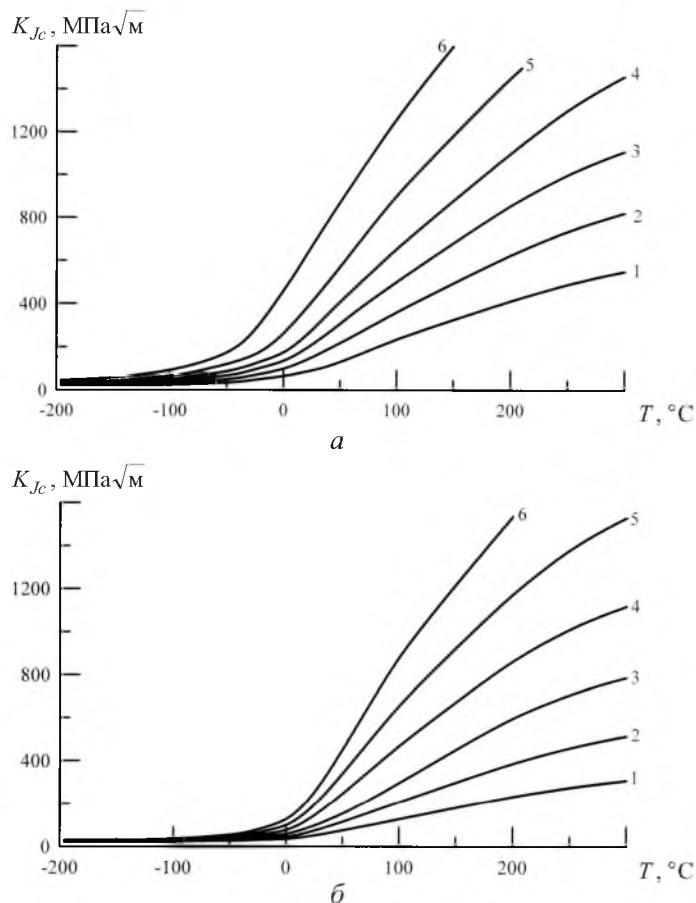


Рис. 1. Зависимость  $K_{Jc}$  от температуры для различных значений  $\tilde{\sigma}_d$ : а – расчет для первого варианта набора данных (1, 2, 3, 4, 5, 6 –  $\tilde{\sigma}_d = 6000, 8000, 10000, 12000, 15000, 20000$  МПа); б – то же для второго варианта (1, 2, 3, 4, 5, 6 –  $\tilde{\sigma}_d = 2500, 3000, 3500, 4000, 4500, 5000$  МПа).

Для первого варианта набора данных имеем  $C = 4,17 \cdot 10^{-4}$ ,  $r = 1,53$ ; для второго варианта –  $C = 1,14 \cdot 10^{-8}$ ,  $r = 2,97$  ( $\Omega$  в  $\text{МПа}\sqrt{\text{м}}$ ,  $\tilde{\sigma}_d$  в МПа).

1.3. **Определение зависимости  $\tilde{\sigma}_d$  от флюенса нейтронов.** Как указывалось в разделе 1, физический смысл параметра  $\sigma_d$  есть прочность матрицы материала или карбида либо связи карбид–матрица или других препятствий, на которых зарождаются микротрещины скола. Известно [14–21], что с увеличением размеров карбидов, а также при наличии сегрегации примесей (например, фосфора) на границах раздела карбид–матрица зарож-



дение микротрещин облегчается. Прочность связи карбид–матрица уменьшается с увеличением концентрации примесных элементов вокруг карбида. В процессе диффузии, индуцированной облучением, т.е. в неравновесных условиях, повышение концентрации примесных элементов сопровождается ростом обогащенной примесными элементами зоны вокруг карбида. Прием, что размер этой зоны  $S$  увеличивается пропорционально росту концентрации примесных элементов. Тогда прочность связи карбид–матрица будет зависеть от параметра  $S$ . Следовательно, параметр  $\sigma_d$  будет уменьшаться с увеличением размера карбида и зоны, обогащенной примесными элементами. В случае отсутствия карбидов или других частиц, на которых могут зарождаться микротрещины, зарождение последних будет происходить вследствие слияния дислокаций в голове дислокационного скопления (механизм Стро [22]) или при пересечении линий скольжения (механизм Котрелла [23]). В этих случаях параметр  $\sigma_d$  равен теоретической прочности матрицы материала  $\sigma_{ts}$ .

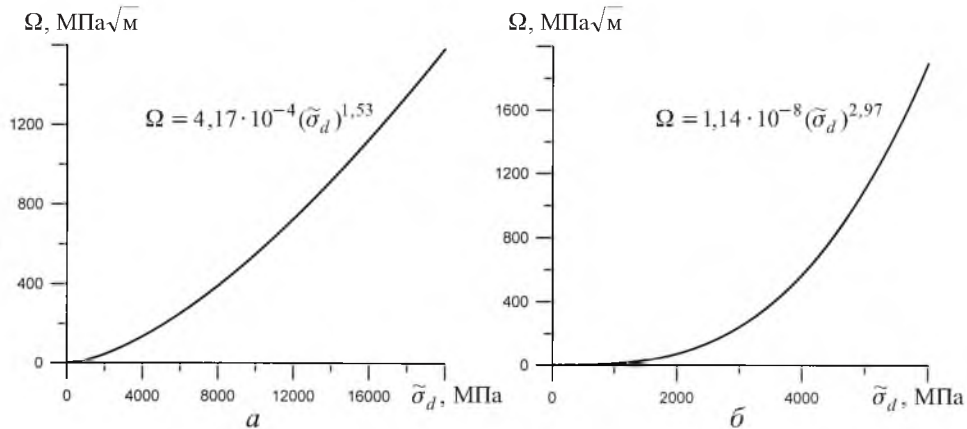


Рис. 2. Зависимость  $\Omega$  от  $\tilde{\sigma}_d$  для первого (а) и второго (б) вариантов набора данных.

В общем случае зависимость  $\sigma_d$  от рассмотренных выше параметров может быть описана уравнением вида

$$\sigma_d = \sigma_{ts} \exp[-\alpha(d_c + \beta S)], \quad (16)$$

где  $d_c$  – размер карбида или других частиц, на которых зарождаются микротрещины скола;  $S$  – эффективный размер зоны вокруг карбида, обогащенной примесными элементами;  $\beta$  – коэффициент, зависящий от химического состава примесного слоя;  $\alpha$  – константа материала.

С увеличением времени эффективный размер зоны  $S$  растет за счет диффузионных процессов. Облучение активизирует последние. При повышении интенсивности облучения темп роста зоны  $S$  ускоряется. Введем эффективное время, определяющее скорость диффузионных процессов, в виде  $\Phi\tau$ , где  $\Phi$  – интенсивность потока нейтронов;  $\tau$  – время. Тогда зависимость  $S$  от времени  $\tau$  может быть представлена в виде некоторой функции  $S = f(\Phi\tau)$ , записанной следующим образом:

$$S = \gamma(\Phi\tau)^m, \quad (17)$$

где  $\gamma$  и  $m$  – константы, зависящие от химического состава материала (средней концентрации примесей) и температуры облучения.

Поскольку флюенс нейтронов  $F = \Phi\tau$ , подставляя (17) в (16), получаем

$$\sigma_d = \sigma_d^0 \exp\left[-\alpha_1 \left(\frac{F}{F_0}\right)^m\right], \quad (18)$$

где  $\sigma_d^0$  – значение параметра  $\sigma_d$  при  $F = 0$ ;  $\sigma_d^0 = \sigma_{ts} \exp(-\alpha d_c)$ ;  $\alpha_1 = \alpha\beta\gamma(F_0)^m$ ;  $F_0 = 10^{22}$  нейтр/м<sup>2</sup>.

Из уравнения (18) следует, что независимо от начальной прочности карбида при облучении его прочность снижается в одно и то же количество раз. Следовательно, можно принять, что при любом флюенсе нейтронов распределение минимальной прочности карбидов описывается уравнением (10) при  $\eta = \text{const}$ . Тогда зависимость  $\tilde{\sigma}_d$  от  $F$  примет следующий вид:

$$\tilde{\sigma}_d = \tilde{\sigma}_d^0 \exp\left[-\alpha_1 \left(\frac{F}{F_0}\right)^m\right]. \quad (19)$$

**1.4. Определение  $\Omega$  от флюенса нейтронов.** Подставляя уравнение (18) в (14), получаем

$$\Omega = \Omega_0 \exp\left[-C_F \left(\frac{F}{F_0}\right)^m\right], \quad (20)$$

где  $\Omega_0$  – параметр, характеризующий температурную зависимость трещиностойкости материала в исходном состоянии,  $\Omega_0 = C(\tilde{\sigma}_d^0)^r$ ;  $C_F$  и  $m$  – константы, зависящие от температуры облучения и химического состава материала,  $C_F = \alpha_1 r$ .

**2. Обсуждение результатов расчета.** С использованием уравнений (1)–(3) и (20) можно прогнозировать зависимость  $K_{Jc}(T)$  для любого уровня флюенса нейтронов при заданной вероятности разрушения и длине фронта трещины (толщине образца). Для такого прогноза необходимо знать  $\Omega_0$ ,  $C_F$  и  $m$ . Параметр  $\Omega_0$  может быть определен на основании данных испытаний образцов в исходном состоянии, коэффициенты  $C_F$  и  $m$  – по данным испытаний образцов, облученных при двух и более дозах. Ясно, что для определения коэффициентов  $C_F$  и  $m$  необходимо проводить достаточно трудоемкие и дорогостоящие эксперименты. В то же время для большинства используемых сталей известны так называемые дозовые зависимости охрупчивания. Например, для сталей корпуса реактора типа ВВЭР дозовая зависимость представляется в виде [24]



$$\Delta T_k = A_F \left( \frac{F}{F_0} \right)^{m_1}, \quad (21)$$

где  $\Delta T_k$  – сдвиг критической температуры хрупкости, определяемой по кривой ударной вязкости при уровне энергии удара, равной 47 Дж;  $A_F$  и  $m_1$  – константы, зависящие в общем случае от температуры облучения, химического состава материала и спектра нейтронов.

При использовании зависимости (21) в расчетах корпусов на сопротивление хрупкому разрушению обычно делаются следующие допущения:

при облучении зависимость  $K_{Jc}(T)$  сдвигается в область положительных температур без изменения формы, т.е. принимается, что справедлива так называемая концепция горизонтального сдвига;

величина сдвига кривой  $K_{Jc}(T)$  равна  $\Delta T_k$  независимо от ее исходного положения.

Указанные допущения в общем соответствуют экспериментальным данным [20, 25–27], по крайней мере, при относительно небольших значениях  $\Delta T_k$  ( $\Delta T_k < 100^\circ\text{C}$ ).

Попытаемся определить, как связаны коэффициенты  $C_F$  и  $m$  в уравнении (20) с коэффициентами  $A_F$  и  $m_1$  в (21). При установлении связи между указанными коэффициентами становится возможным прогнозировать зависимость  $K_{Jc}(T)$  от флюенса нейтронов без проведения дополнительных экспериментов.

Из уравнения (1) следует, что температура, отвечающая условию  $K_{Jc(med)} = \bar{K}_{Jc}$ , рассчитывается по зависимости

$$T_{\bar{K}_{Jc}} = 105 \operatorname{arcth} \left( \frac{\bar{K}_{Jc} - K_{Jc}^{shelf}}{\Omega} - 1 \right) + 130, \quad ^\circ\text{C}. \quad (22)$$

Учитывая, что  $\operatorname{arcth}(x) = \frac{1}{2} \ln \frac{1+x}{1-x}$ , получаем

$$\Delta T_{\bar{K}_{Jc}} = \frac{105}{2} \ln \frac{2\Omega_0 - (\bar{K}_{Jc} - K_{Jc}^{shelf})}{2\Omega - (\bar{K}_{Jc} - K_{Jc}^{shelf})}, \quad ^\circ\text{C}. \quad (23)$$

При условии, что  $2\Omega \gg (\bar{K}_{Jc} - K_{Jc}^{shelf})$ , и, следовательно, при выполнении условия  $2\Omega_0 \gg (\bar{K}_{Jc} - K_{Jc}^{shelf})$  уравнение (23) с учетом (20) преобразуется к виду

$$\Delta T_{\bar{K}_{Jc}} = \frac{105}{2} C_F \left( \frac{F}{F_0} \right)^m. \quad (24)$$

Принимая  $\Delta T_{\bar{K}_{Jc}} = \Delta T_k$ , получаем

$$m = m_1 \quad \text{и} \quad C_F = \frac{2}{105} A_F. \quad (25)$$

Таким образом, коэффициенты в уравнении (20) могут быть определены по формулам (25) на основании известных коэффициентов в (21).

Анализ уравнения (23) показывает, что при условии, когда  $2\Omega \gg \gg (\bar{K}_{Jc} - K_{Jc}^{shelf})$ ,  $\Delta T_{\bar{K}_{Jc}}^-$  не зависит от исходного значения  $\Omega_0$ , т.е. от исходного состояния материала. Такое допущение обычно принимается практически во всех концепциях, описывающих охрупчивание материала в процессе облучения. В случае если  $2\Omega \cong (\bar{K}_{Jc} - K_{Jc}^{shelf})$ , то  $\Delta T_{\bar{K}_{Jc}}^-$  зависит от  $\Omega_0$ .

Определим связь между трансформацией кривой  $K_{Jc}(T)$  при облучении и чувствительностью зависимости  $\Delta T_{\bar{K}_{Jc}}^-(F)$  от  $\Omega_0$ . Для этого построим зависимость  $K_{Jc(med)}(T)$  – рис. 3 при различных параметрах  $\Omega$ , вплоть до сопоставимых с величиной  $(\bar{K}_{Jc} - K_{Jc}^{shelf})$ . Уровень  $\bar{K}_{Jc}$  примем равным  $100 \text{ МПа}\sqrt{\text{м}}$ . Как видно, при значениях  $2\Omega \gg (\bar{K}_{Jc} - K_{Jc}^{shelf}) = 74 \text{ МПа}\sqrt{\text{м}}$  форма кривой  $K_{Jc(med)}(T)$  при различных степенях охрупчивания практически не изменяется (например, кривые 1–3). Для рассматриваемого случая кривые, прогнозируемые с помощью методов Unified Curve и Master Curve, практически совпадают. При  $2\Omega = 74 \text{ МПа}\sqrt{\text{м}}$  форма кривой  $K_{Jc(med)}(T)$  начинает существенно отличаться от таковой для материала в исходном состоянии.

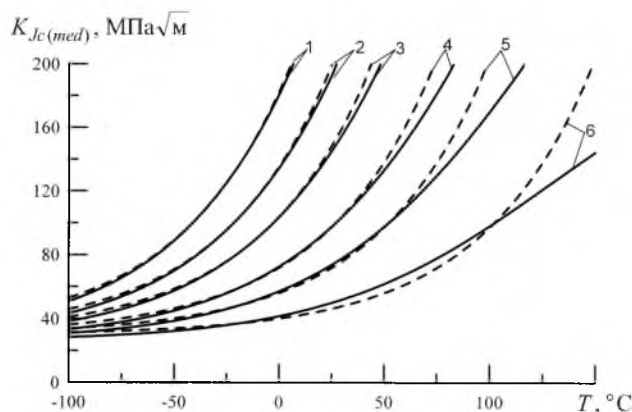


Рис. 3. Зависимость  $K_{Jc(med)}(T)$  для различных степеней охрупчивания материала, прогнозируемая по методам Unified Curve (сплошные линии) и Master Curve (штриховые линии): 1 –  $\Omega = 1000 \text{ МПа}\sqrt{\text{м}}$ ,  $T_{100} = -41^\circ\text{C}$ ; 2 –  $\Omega = 700 \text{ МПа}\sqrt{\text{м}}$ ,  $T_{100} = -22^\circ\text{C}$ ; 3 –  $\Omega = 500 \text{ МПа}\sqrt{\text{м}}$ ,  $T_{100} = -2,7^\circ\text{C}$ ; 4 –  $\Omega = 300 \text{ МПа}\sqrt{\text{м}}$ ,  $T_{100} = 27^\circ\text{C}$ ; 5 –  $\Omega = 200 \text{ МПа}\sqrt{\text{м}}$ ,  $T_{100} = 52^\circ\text{C}$ ; 6 –  $\Omega = 100 \text{ МПа}\sqrt{\text{м}}$ ,  $T_{100} = 102^\circ\text{C}$ .

Таким образом, можно сделать следующий вывод. Допущение, что зависимость  $\Delta T_{\bar{K}_{Jc}}^-(F)$  инвариантна к начальному состоянию материала справедливо, если трансформация кривой  $K_{Jc}(T)$  в процессе облучения описывается концепцией горизонтального сдвига. В противном случае  $\Delta T_{\bar{K}_{Jc}}^-(F)$  зависит от  $\Omega_0$ , т.е. от начального состояния материала.

Исследуем зависимость  $\Delta T_{\bar{K}_{Jc}}(F)$  с помощью формул (20), (23) и (25).

Примем следующие значения  $A_F$  и  $m_1$ , используемые в нормативных кривых для материалов корпусов реакторов ВВЭР-440 [24]:  $A_F = 18$ ;  $m_1 = 1/3$ . Величину  $\bar{K}_{Jc}$  примем равной  $100 \text{ МПа}\sqrt{\text{м}}$  и обозначим  $\Delta T_{\bar{K}_{Jc}=100} = \Delta T_{100}$ .

Введем параметры  $\delta T_{100}$  и  $T_{100}^*$ , которые определим таким образом. Параметр  $\delta T_{100}$  равен разности  $\Delta T_{100}$ , рассчитанной по уравнениям (23) и (21). Параметр  $T_{100}^*$  есть некоторая температура, для которой выполняется следующее условие: при  $T_{100} \leq T_{100}^*$  значение  $\delta T_{100}$  не превышает некоторую задаваемую величину. С другой стороны, параметр  $T_{100}^*$  соответствует некоторой пограничной кривой  $K_{Jc}(T)$ , форма которой может с заданной степенью точности считаться неизменной по отношению к форме кривой  $K_{Jc}(T)$  для материала в исходном состоянии. Понятно, что с уменьшением значения  $\delta T_{100}$  величина  $T_{100}^*$  также уменьшается.

На рис. 4 представлены результаты расчетов зависимости  $\Delta T_{100}(F)$  для различных значений  $\Omega_0$ . Из расчетов следует, что для кривых с разными значениями  $\Omega_0$  и соответственно  $T_{100}^0$  ( $T_{100}^0$  – значение  $T_{100}$  для материала в исходном состоянии) величина  $T_{100}^* = 54^\circ\text{C}$ , если заданное максимальное значение  $\delta T_{100} = 10^\circ\text{C}$ . Следовательно, зависимость  $\Delta T_{100}(F)$  может быть описана уравнением (21) с погрешностью, не превышающей  $10^\circ\text{C}$ , если после облучения величина  $T_{100}$  не превышала  $54^\circ\text{C}$ .

При несоблюдении условия горизонтального сдвига темп роста  $\Delta T_{100}$  от флюенса нейтронов  $F$  увеличивается с уменьшением  $\Omega_0$ . Это означает, что при заданном флюенсе нейтронов чем ниже сопротивление материала в исходном состоянии хрупкому разрушению, тем в большей степени охрупчивается материал, если степень охрупчивания характеризовать величиной  $\Delta T_{\bar{K}_{Jc}}$ .

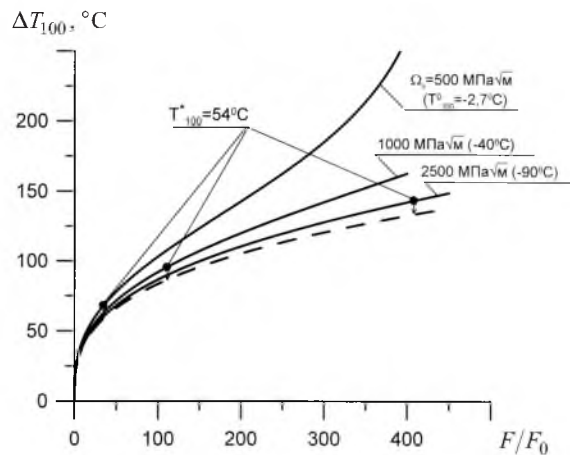


Рис. 4. Зависимость  $\Delta T_{100}$  от относительного флюенса нейтронов  $F/F_0$ : сплошные линии – расчет по уравнениям (20) и (23) для различных значений  $\Omega_0$ ; штриховая линия – расчет по уравнению (21).

Полученные выводы достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными, представленными в работах [28, 29]. Настоящие исследования были проведены в рамках программ образцов-свидетелей реакторов ВВЭР-440/213 АЭС “Dukovany” и “Bohunice”. Образцы-свидетели изготавливали из основного металла (сталь 2,5Cr–Mo–V) и металла шва. Содержание примесей (фосфор и медь) в основном металле: P = 0,009...0,012%, Cu = 0,08...0,10%; в металле шва: P ≈ 0,011%, Cu ≈ 0,06%. Длительность облучения образцов варьировалась от 1 года до 5 лет, что соответствовало вариации флюенса нейтронов с энергией выше 0,5 MeV в диапазоне 0,8... $5 \cdot 10^{24}$  нейтр/м<sup>2</sup>. Для основного металла и металла шва при различных уровнях флюенса нейтронов по результатам испытаний стандартных образцов типа Шарпи были определены температурные зависимости ударной вязкости, по результатам испытаний образцов типа Шарпи с предварительно выращенной усталостной трещиной – температурные зависимости трещиностойкости. Сдвиг температуры вязкохрупкого перехода  $\Delta T_k(F)$  в первом случае определяли по кривым ударной вязкости в соответствии с данными работы [24], во втором случае – по кривым  $K_{Jc}(T)$  при  $K_{Jc} = 100 \text{ МПа}\sqrt{\text{м}}$ .

В рамках настоящей работы результаты испытаний на трещиностойкость [28] были обработаны по методам Master Curve [5], Unified Curve [1]. Для основного металла в исходном состоянии получено:  $T_{100} = T_0 = -82^\circ\text{C}$ ,  $\Omega_0 = 2130 \text{ МПа}\sqrt{\text{м}}$ ; для металла шва –  $T_{100} = T_0 = -32^\circ\text{C}$ ,  $\Omega_0 = 844 \text{ МПа}\sqrt{\text{м}}$ .

На основании данных по  $\Delta T_{K_{Jc}}^-(F)$  для значений флюенса нейтронов в диапазоне 0,8... $5 \cdot 10^{24}$  нейтр/м<sup>2</sup> были определены коэффициенты  $A_F$  и  $m_1$  дозовой зависимости (21). Обработка экспериментальных результатов показала, что охрупчивание как основного металла, так и металла шва может быть описано единой зависимостью (21) при  $A_F = 1,21$  и  $m_1 = 0,8$  (для основного металла  $A_F = 1,197$ , для металла шва  $A_F = 1,219$ ). При  $A_F = 1,21$  и  $m_1 = 0,8$  были определены две зависимости  $\Delta T_{100}(F)$  по уравнению (23), где параметр  $\Omega$  рассчитывался по уравнению (20), а значения  $\Omega_0$  подбирались отдельно для основного металла и для металла шва.

На рис. 5 представлена единая зависимость  $\Delta T_{100}$  от относительного флюенса нейтронов  $F/F_0$ , рассчитанная по уравнению (21), а также зависимость  $\Delta T_{100}$  от  $F/F_0$ , рассчитанная по уравнению (23) отдельно для основного металла и металла шва.

Сопоставление расчетных и экспериментальных данных показало, что кривые 2 и 3 (рис. 5) достаточно хорошо отражают тенденции охрупчивания основного металла и металла шва. При флюенсе  $\leq 2 \cdot 10^{24}$  нейтр/м<sup>2</sup> ( $F/F_0 = 200$ ) различие между  $\Delta T_{100}$  основного металла и металла шва незначительное. С увеличением флюенса это различие увеличивается (рост охрупчивания металла шва опережает таковой основного металла). Для основного металла при флюенсе  $\approx 4 \cdot 10^{24}$  нейтр/м<sup>2</sup> ( $F/F_0 = 400$ ) имеем  $\delta T_{100} \approx 18^\circ\text{C}$ , для металла шва –  $\delta T_{100} \approx 63^\circ\text{C}$ .

Более сильное охрупчивание металла шва по сравнению с охрупчиванием основного металла хорошо согласуется с представленным выше

теоретическим анализом, согласно которому металл с меньшей величиной  $\Omega_0$  охрупчивается сильнее.

Приведенные на рис. 5 экспериментальные данные [28, 29] достаточно хорошо согласуются с прогнозными расчетами по формулам (20) и (23).

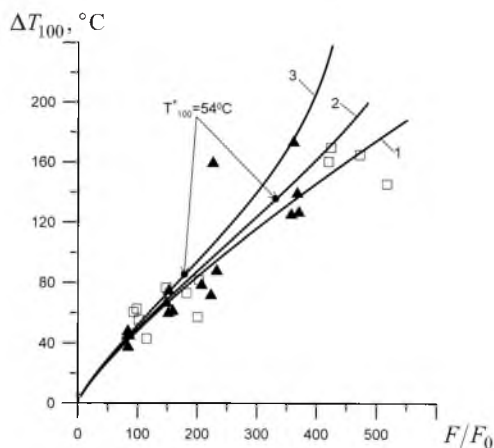


Рис. 5. Зависимость  $\Delta T_{100}$  от относительного флюенса нейтронов  $F/F_0$ : 1 – обработка экспериментальных данных [28, 29] по зависимости  $\Delta T_{100} = A_F (F/F_0)^{m_1}$  ( $A_F = 1,21$ ,  $m_1 = 0,8$ ); 2,  $\square$  и 3,  $\blacktriangle$  – расчет для основного металла и металла шва, выполненный по уравнениям (20) и (23) соответственно.

## Выводы

1. Разработан метод, позволяющий прогнозировать температурную зависимость трещиностойкости стали для сосудов давления от флюенса нейтронов.

2. Показано, что зависимость  $\Delta T_{\bar{K}_{Jc}}(F)$  инвариантна к начальному состоянию материала (не зависит от  $\Omega_0$ ), если трансформация кривой  $K_{Jc}(T)$  в процессе облучения описывается концепцией горизонтального сдвига. В противном случае  $\Delta T_{\bar{K}_{Jc}}(F)$  зависит от  $\Omega_0$ , причем чем ниже  $\Omega_0$ , тем выше  $\Delta T_{\bar{K}_{Jc}}$  при одном и том же флюенсе нейтронов.

3. Полученные закономерности достаточно хорошо соответствуют экспериментальным данным.

## Резюме

На основі запропонованого авторами раніше методу Unified Curve й імовірнісної моделі, що базується на локальному підході і фізичних передумовах щодо впливу розмірів карбідів і домішок на локальну міцність матеріалу, розроблено метод, який дозволяє прогнозувати зміну температурної залежності трещиностійкості від флюенса нейтронів. Результати розрахунку за допомогою запропонованого методу порівнюються з експериментальними даними.

1. Марголин Б. З., Гуленко А. Г., Николаев В. А., Рядков Л. Н. Новый инженерный метод для прогнозирования температурной зависимости трещиностойкости сталей для сосудов давления // Пробл. прочности. – 2003. – № 5. – С. 12 – 35.
2. Wallin K. The scatter in  $K_{Ic}$  results // Eng. Fract. Mech. – 1984. – **19**. – P. 1085 – 1093.
3. Wallin K. The size effect in  $K_{Ic}$  results // Ibid. – 1985. – **22**. – P. 149 – 163.
4. Merkle J. G., Wallin K., and McCabe D. E. Technical basis for an ASTM standard on determining the reference temperature,  $T_0$ , for ferritic steels in the transition range. – NUREG/CR-5504, ORNL/TM-13631, 1999. – P. 5.1 – 5.13.
5. ASTM E 1921-02. Standard test method for determination of reference temperature,  $T_0$ , for ferritic steels in the transition range // Annual Book of ASTM Standards. – 2002. – **03.01**. – P. 1 – 19.
6. Margolin B. Z., Karzov G. P., Shvetsova V. A., et al. Application of local approach concept of cleavage fracture to VVER materials // Service Experience and Failure Assessment Applications: The 2002 ASME Pressure Vessels and Piping Conference (Vancouver, August 2002). – 2002. – **437**. – P. 113 – 120.
7. Марголин Б. З., Швецова В. А., Гуленко А. Г. и др. Прогнозирование трещиностойкости корпусной реакторной стали на основе концепции “Master Curve” и вероятностной модели // Пробл. прочности. – 2002. – № 1. – С. 5 – 21.
8. Margolin B. Z., Gulenko A. G., and Shvetsova V. A. Improved probabilistic model for fracture toughness prediction for nuclear pressure vessel steels // Int. J. Press. Vess. Piping. – 1998. – **75**. – P. 843 – 855.
9. Марголин Б. З., Костылев В. И., Минкин А. И. Температурная зависимость трещиностойкости при хрупком разрушении корпусных реакторных сталей, происходящем после вязкого роста трещин // Пробл. прочности. – 2003. – № 1. – С. 24 – 28.
10. Марголин Б. З., Швецова В. А. Критерий хрупкого разрушения: структурно-механический подход // Там же. – 1992. – № 2. – С. 3 – 16.
11. Margolin B. Z., Shvetsova V. A., and Karzov G. P. Brittle fracture of nuclear pressure vessel steels. Pt I. Local criterion for cleavage fracture // Int. J. Press. Vess. Piping. – 1997. – **72**. – P. 73 – 87.
12. Margolin B. Z., Gulenko A. G., and Shvetsova V. A. Probabilistic model for fracture toughness prediction based on the new local fracture criteria // Ibid. – 1998. – **75**. – P. 307 – 320.
13. Beremin F. M. A local criterion for cleavage fracture of a nuclear pressure vessel steel // Met. Trans. – 1983. – **14A**. – P. 2277 – 2287.
14. Smith E. The formation of a cleavage crack in a crystalline solid // Acta Met. – 1966. – **14**. – P. 985 – 989.
15. Knott J. F. Fundamentals of Fracture Mechanics. – London: Batterworths, 1973.



16. *McMahon C. J. and Cohen M.* Initiation of cleavage in polycrystalline iron // *Acta Met.* – 1965. – **13**. – P. 591 – 604.
17. *Druce S. G.* Effects of austenitisation heat treatment on the fracture resistance and temper embrittlement of MnMoNi steels // *Ibid.* – 1986. – **34**. – P. 219 – 232.
18. *Hippesley C. A. and Druce S. G.* The influence of strength and phosphorus segregation on the ductile fracture mechanism in a Ni–Cr steel // *Ibid.* – P. 1215 – 1227.
19. *Nikolaev V. A. and Rybin V. V.* Mechanisms controlling the composition influence on radiation hardening and embrittlement of iron-base alloys // *Effect of Radiation on Materials: 17th Int. Symp.* – ASTM STP 1270. – 1996. – P. 3 – 24.
20. *Alekseenko N. N., Amaev A. D., Gorynin I. V., and Nikolaev V. A.* Radiation Damage of Nuclear Power Plant Pressure Vessel Steels. – La Grange Park, Illinois USA: American Nuclear Society, 1997. – 282 p.
21. *Margolin B. Z., Shvetsova V. A., and Gulenko A. G.* Radiation embrittlement modelling for reactor pressure vessel steels: I. Brittle fracture toughness prediction // *Int. J. Press. Vess. Piping.* – 1999. – **76**. – P. 715 – 729.
22. *Stroh A. N.* A theory of the fracture of metals // *Advan. Phys.* – 1957. – **6**. – P. 418 – 465.
23. *Cottrell A. N.* Theory of brittle fracture in steel and similar metals // *Trans. AIME.* – 1958. – **212**. – P. 192 – 203.
24. *Standard for Calculations of Strength for Equipments and Pippings for Nuclear Power Plants.* PNAE G-7-002-86. – Moscow: Energoatomizdat, 1989 (Russian Standard).
25. *Hawthorne J. R.* Radiation embrittlement // *Embrittlement of Engineering Alloys* / Eds. C. L. Briant and S. K. Banerji. – New York; London; Paris: Academic Press, 1983. – P. 78 – 93.
26. *Bush S. H.* Structural materials for nuclear power plants // *J. Test. Eval.* – 1974. – **2**. – P. 435 – 462.
27. *Bolton C. J. and Mendes C. M.* Charpy shifts and toughness in Magnox materials (Paper presented in workshop on “Property–Property Correlation”), JRC/IAM, Petten, the Netherlands, 1–2 Oct. 1996.
28. *Falcnik M., Novosad P., and Brumovsky M.* Influence of neutron irradiation on static fracture toughness of WWER reactor pressure vessels (Paper presented at the IAEA Specialists Meeting on “Irradiation Embrittlement and Mitigation”), VTT, Espoo, Finland, 23–26 Oct. 1995.
29. *Brumovsky M., Novosad P., Kytka M., and Falcnik M.* Re-evaluation and analysis WWER-440 RPV standard surveillance programme results. – Proc. of IAEA Specialists Meeting on “Irradiation Embrittlement and Mitigation”, Gloucester, UK, 14–17 May 2001. Reproduced by IAEA, 2002, TWG- LMN PP-01/2. – P. 111 – 120.

Поступила 20. 10. 2004