Доклады Академии наук СССР
1955. Том 104, № 2

*ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА*

И. Я. ДЕХТЯР и К. А. ОСИПОВ

# О РАЗРУШЕНИИ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

*(Представлено академиком Г. В. Курдюмовым 12 IV 1955)*

Многочисленные исследования указывают, что явление разрушения металлов представляет собой непрерывно развивающийся во времени процесс (1) и что он связан с нарастающим во времени нарушением правильности кристаллического строения в некоторой зоне, которую можно назвать «зоной разрушения». Рост нарушения правильности кристаллического строения начинается уже с первых моментов действия приложенного напряжения, но проявляется он наиболее существенно лишь на некоторой стадии деформирования, предшествующей разрушению. Прямые наблюдения указывают, что на этой стадии обнаруживаются внутренние дефекты (поры, межкристаллические трещины), которые не существуют до испытания и развиваются во времени под действием напряжения и температуры (2,3).

Наиболее вероятной «зоной разрушения» при высоких температурах являются границы между кристаллитами. Эти границы, как показали измерения внутреннего трения и других неупругих эффектов в поликристаллических металлах, обладают чисто вязкими свойствами (4), причем коэффициент вязкости для границ, экстраполированный до температуры плавления, имеет такой же порядок величины, как и для расплавленного металла. Границы зерен, как предполагается многими исследователями, имеют также повышенную концентрацию вакансий, миграция которых играет существенную роль в ползучести поликристаллических металлов при высоких температурах. В связи с этим можно предположить, что в момент, предшествующий макроскопическому разрушению металла, физическое состояние зоны разрушения во многом подобно «жидкому» состоянию, т. е. что степень ближнего порядка в зоне разрушения приближается к степени порядка, которая была бы в данном металле при плавлении. Близкое к этому положение высказали М. Борн (5), Р. Фюртс, Н. Ф. Лашко (6), И. Н. Францевич и др. Справедливость этого предположения косвенно подтверждается закономерной связью, которая существует между физическими параметрами, характеризующими процесс плавления металлов, и величинами, характеризующими способность металлов сопротивляться деформированию в широком интервале температур (7).

Известно, что при плавлении объем металла возрастает в среднем на 3%, а межатомное расстояние на 1%. При этом правильность кристаллического строения сильно нарушается, кристаллическая решетка теряет свою устойчивость. Но плавлению предшествует увеличение концентрации «дырок». Эти дырки можно рассматривать, как центры возникновения «очагов плавления», понимая под «очагом плавления» некоторое количество разупорядоченных атомов, окружающих дырку. Очаги плавления могут, вероятно, возникать и в области существования дефектов другого типа.

Ранее уже отмечалось (8), что для построения теории важно учесть

роль дырок, характер их распределения и перераспределения, скорость их образования, а также и то, что дырки могут в известной мере играть роль микротрещин, около которых происходит концентрация напряжений, обусловливающих локальные сдвиги под влиянием приложенных сил.

В настоящей статье сделана попытка несколько развить и уточнить точки зрения, высказанные в работах ([7],[8]), исходя из следующих основных допущений, связанных с кинетикой процесса разрушения:

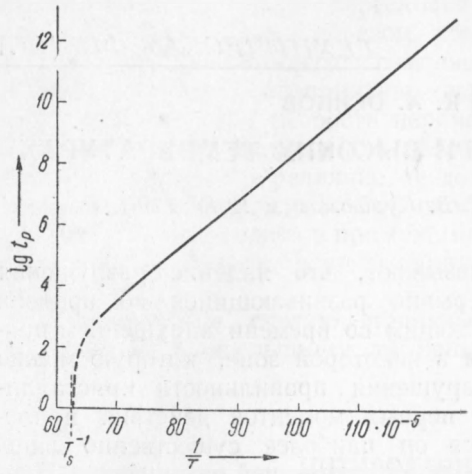



Рис. 1

1. Зона разрушения является областью, в которой кристаллическая решетка быстрее всего теряет свою устойчивость, приближаясь по своему состоянию к жидкой фазе при температуре плавления.

2. Разрушение металла связано с возникновением в зоне разрушения некоторого критического числа зародышей жидкой фазы.

3. Для разрушения металла в некоторой области достаточно довести эту область до состояния, аналогичного состоянию плавления.

Очевидно, что эти условия имеют наибольшее значение при высоких температурах, когда существенное значение приобретают повышенная подвижность атомов и дырок, определяющиеся прочностью межатомных связей ([9]) и в металлах значительно отличающиеся между собой.

Можно наметить два возможных пути увеличения концентрации очагов плавления в зоне разрушения:

1) Под действием приложенного напряжения и теплового движения имеющиеся в металле очаги перемещаются из одних областей в другие, энергетически более выгодные, и коагулируют там, так как это один из возможных способов снижения свободной энергии металла, в котором существует градиент напряжений; при высоких температурах наиболее выгодными областями, в которых происходит увеличение концентрации очагов, являются границы зерен.

2) Под действием приложенного напряжения в металле непрерывно зарождаются и растут новые очаги.

Анализ показывает, что первый процесс играет малую роль и им в первом приближении можно пренебречь.

Пусть к металлу, содержащему некоторое число дырок, приложено напряжение $\sigma$. Предполагается, что скорость накапливания очагов плавления в зоне разрушения под действием напряжений и теплового движения пропорциональна начальной концентрации дырок $n_0$ и, с учетом действия напряжений на скорость реакции ([10]), выражается так:

$$\frac{dn}{dt} = \omega n_0 2 \sinh \frac{\Delta W}{kT}, \qquad (1)$$

где $\omega$ — вероятность в единицу времени возникновения дырки в зоне разрушения; $\Delta W = 1/2\, q v \sigma$; здесь $v$ — объем на атом; $q$ — коэффициент, характеризующий концентрацию напряжений в зоне разрушения. По сказанному выше, вероятность $\omega$ определяется двумя причинами: миграцией дырок в зону разрушения и разупорядочивающим действием напряжений.

Вероятность первого процесса определяется энергией активации миграции дырок и зависит от температуры:

$$\omega_1 = c_1 e^{-\varepsilon_s / kT}, \tag{2}$$

где $c_1$ — коэффициент пропорциональности. Вероятность в единицу времени возникновения новой дырки вследствие разупорядочения некоторого числа атомов $m$ может быть определена, согласно ([11]), так:

$$\omega_2 = c_2 e^{-\frac{mL}{kT}\left(1-\frac{T}{T_s}\right)}, \tag{3}$$

где $L$ — теплота плавления на атом, $T_s$ — температура плавления; $c_2$ — коэффициент пропорциональности. Таким образом, $\omega = \omega_1 + \omega_2$.

Интегрируя (1), получаем среднюю концентрацию дырок в момент времени $t$:

$$\bar{n} = n_0 (1 + 2\omega \sinh \frac{\Delta W}{kT} \cdot t). \tag{4}$$

Равновесная концентрация дырок зависит от температуры по закону $n_0 = \exp(-\varepsilon / kT)$, где $\varepsilon$ — энергия, необходимая для образования дырки.

В соответствии с вышеуказанным условием, что для разрушения металла необходимо достичь в опасной зоне критической концентрации дырок, допустим, что эта критическая концентрация равна той концентрации дырок, которая была бы при температуре плавления ($T_s$). Тогда из (4) для времени до разрушения $t_p$ получаем:

$$\exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT_s}\right) = \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right)\left[1 + 2\omega \sinh \frac{\Delta W}{kT} \cdot t_p\right], \tag{5}$$

откуда

$$t_p = \left[e^{\frac{\varepsilon}{k}\left(\frac{1}{T}-\frac{1}{T_s}\right)} - 1\right] \frac{1}{2\omega \sinh \frac{\Delta W}{kT}}. \tag{6}$$

Формулу (6) можно привести к виду:

$$t_p = \frac{\frac{1}{c^2} \exp\left[\frac{mL}{kT}\left(1-\frac{T}{T_s}\right)\right]\left\{\exp\left[\frac{\varepsilon}{k}\left(\frac{1}{T}-\frac{1}{T_s}\right)\right]-1\right\}}{1 + \frac{c_1}{c_2}\exp\left(\frac{mL-\varepsilon_s}{kT} - \frac{mL}{kT_s}\right)} \frac{1}{2} \operatorname{csch} \frac{\Delta W}{kT}. \tag{7}$$

Нетрудно показать, что второй член в знаменателе (7) значительно меньше единицы. Кроме того, оценка показывает, что для температур, меньших температуры плавления на 15—20%, единицей в фигурных скобках (7) можно пренебречь, и тогда получаем:

$$t_p = \frac{1}{2c_2} \exp\left(-\frac{\varepsilon + mL}{kT_s}\right) \exp\left(\frac{\varepsilon + mL}{kT}\right) \operatorname{csch} \frac{\Delta W}{kT}. \tag{8}$$

Обозначим $\varepsilon + mL = Q_0$ и найдем из (8) энергию активации, характеризующую процесс разрушения металла:

$$Q_p = k \frac{d \ln t_p}{d\left(\frac{1}{T}\right)} = Q_0 - \frac{1}{2} q v_\sigma \operatorname{cth} \frac{q v \sigma}{2kT}, \tag{9}$$

что показывает влияние напряжений на энергию активации процесса разрушения ([10]). С учетом этого формула (8) преобразуется:

$$t_p = \frac{1}{c_2} \exp\left(-\frac{Q_0}{kT_s}\right) \exp\left(\frac{Q_0}{kT}\right) \exp\left(-\frac{q v \sigma}{2kT} \operatorname{cth} \frac{q v \sigma}{2kT}\right). \tag{10}$$

При больших напряжениях $\operatorname{cth}\frac{qv\sigma}{2kT}\to 1$, и из формулы (10) получается

$$t_p = B\exp\left(\frac{Q_0}{kT}\right)\exp(-\alpha\sigma), \qquad (11)$$

где $B=\frac{1}{c_2}\exp\left(-\frac{Q_0}{kT_s}\right)$, $\alpha=\frac{qv}{2kT}$.

Формула (11) соответствует эмпирической зависимости, полученной в работе [1], и годится только для температур ниже $\sim 0{,}8\ T_s$.

С учетом единицы в фигурных скобках (7) для больших $\sigma$ можно получить:

$$t_p=\frac{1}{c_2}\exp\left[\frac{mL}{k}\left(\frac{1}{T}-\frac{1}{T_s}\right)\right]\left\{\exp\left[\frac{\varepsilon}{k}\left(\frac{1}{T}-\frac{1}{T_s}\right)\right]-1\right\}\exp\left(-\frac{qv\sigma}{2kT}\right). \qquad (12)$$

Если принять, что величина $mL$ приблизительно равна энергии активации самодиффузии $E_a$ [4, 8, 11], а величина $\varepsilon\approx(0{,}3—0{,}4)\ E_a$ [12], то $Q_0=\varepsilon+mL\approx 1{,}35\ E_a$ или $Q_0\approx E_{\text{сублим}}$, когда $E_a\approx 0{,}7\ E_{\text{сублим}}$*.

Рис. 1 показывает характерную температурную зависимость долговечности материала, получаемую из формулы (12) при постоянном напряжении. Начиная с температуры, близкой к $\sim 0{,}8\ T_s$, зависимость резко отклоняется от прямолинейной.

Энергетическая характеристика $\varepsilon+mL$, входящая в формулы для $t_p$, показывает, что сопротивление деформированию при высоких температурах тем больше, чем больше величина междуатомных связей [9]. Кроме того, коэффициент диффузии и, следовательно, подвижность атомов в вышеуказанных обозначениях пропорциональны $\exp\left(-\frac{mL}{kT}\right)$; поэтому время до разрушения $t_p$ тем больше, чем меньше подвижность атомов при данной температуре.

Институт металлургии им. А. А. Байкова
Академии наук СССР и
Институт металлофизики
Академии наук УССР

Поступило
23 III 1955

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] С. Н. Журков, Б. Н. Нарзуллаев, ЖТФ, 23, в. 10 (1953). [2] А. Салли, Ползучесть металлов и жаропрочные сплавы, пер., 1953. [3] J. N. Greenwood, D. R. Miller, J. W. Suiter, Acta Metallurgica, 2, No. 2 (1954). [4] Кэ Тин-Суй, Упругость и неупругость металлов, Сборн., ИЛ, 1954. [5] M. Born, J. Chem. Physics, 7, 591 (1939). [6] Н. Ф. Лашко, ЖТФ, № 7 (1948); Вестн. инж. и техн., № 1 (1949); Упрочнение и разрушение металлов, 1951. [7] К. А. Осипов, С. Г. Федотов, Изв. АН СССР, ОТН, № 2 (1955). [8] И. Я. Дехтяр, ДАН, 73, № 2 (1950); Вопросы физики металлов и металловедения, АН УССР, № 2 (1950). [9] Г. В. Курдюмов, ЖТФ, 24, в. 7 (1954). [10] И. Я. Дехтяр, ДАН, 80, 875 (1951). [11] N. F. Mott, Proc. Phys. Soc., 60, 391 (1948). [12] С. Д. Герцрикен, ДАН, 98, 211 (1954).

* Можно показать [7], что $Q_0\approx 5{,}4\ W$, где $W$ — изменение теплосодержания, происходящее при нагревании металла от температуры абсолютного нуля до точки плавления и в процессе самого плавления.