

ЗАПАЗДЫВАНИЕ ТЕКУЧЕСТИ В СТАЛЯХ

(Обзор экспериментальных работ)

Ю. В. Суворова (Москва)

Явление запаздывания текучести объясняется рядом авторов с позиций теории дислокаций [1-5]. Предполагается, что вокруг дислокации образуется атмосфера из свободных атомов, которая очень тесно с ней связана. Котрелл и Билби [3], а также Набарро [2] исследовали движение дислокации внутри атмосферы и условия, при которых дислокация может вырваться из атмосферы, определяемые величиной приложенной силы и температурой. Ими показано, что сначала появляется маленькая петля, сама же дислокация удерживается атмосферой и начнет двигаться только через некоторое время после приложения напряжения. Это время уменьшается с увеличением напряжения и температуры.

Движущаяся дислокация, предварительно освобожденная от окружающей атмосферы, доходит до границы зерна. Чтобы заставить свободную дислокацию пройти через эту границу, требуется сила, значительно большая той, которая нужна для освобождения дислокации от атмосферы. Тот момент, в который скопившиеся у границы зерна дислокации проходят через нее, является началом макроскопического течения. Фишер [6] (1953 г.) применил теорию Котрелла к количественному изучению явления запаздывания и получил формулу

$$\log t_0 = -A + BG^2 / \tau T$$

Здесь A и B — константы, определяемые экспериментально и зависящие от внутренних параметров материала: энергии на единицу длины дислокации, числа возможных рядов образования петель и т. д.; G — модуль сдвига, T — абсолютная температура, τ — сдвиговое напряжение.

Однако это уравнение дает неправильные результаты при очень высоких, очень низких температурах и очень коротких временах запаздывания, что объясняется Фишером непригодностью самой дислокационной модели в этих условиях.

Кэмпбелл (1953 г.) [7,8] также предложил критерий динамического течения, основанный на теории Котрелла и Билби. Этим критерием наиболее широко пользуются во всей литературе, посвященной изучению запаздывания. Согласно критерию Кэмпбелла, течение наступает за время t_0 , определяемое уравнением

$$\int_0^{t_0} \exp\left(\frac{U}{kT}\right) dt = C \quad (1)$$

Здесь U — энергия активации (функция приложенного напряжения), k — постоянная Больцмана, T — температура, C — константа.

Это выражение преобразовывается в зависимости от типа нагружения $\sigma(t)$ и от вида функции энергии активации, которую принимают либо в виде линейной функции от σ , как например, Кларк и Вуд [9,10]

$$U(\sigma) = \sigma / \sigma_0 \quad (2)$$

либо в виде полинома (Котрелл [11])

$$U(\sigma) = 0.9 (1 - \sigma / \sigma_0)^3$$

где σ_0 — некоторое постоянное характеристическое напряжение, либо в виде логарифмической зависимости от σ , предложенной Йокобори [12,13]

$$U = E_0 \ln (\sigma / \sigma_y) \quad (3)$$

где E_0 — константа, а σ_y — верхний предел течения при температуре абсолютного нуля.

В первом случае под интегралом (1) стоит экспоненциальная функция σ , а в случае зависимости (3) экспоненциальная функция превращается в степенную. Для вычисления интеграла (1) необходимо еще выяснить вид функции нагружения $\sigma(t)$. Как правило, при изучении явления запаздывания принимают $\sigma(t) = \text{const}$ (так называемый прямоугольный импульс нагружения). В этом случае к образцу мгновенно прикладывается напряжение, заведомо превосходящее предел текучести. Время, через которое начнется пластическое течение, и считается временем запаздывания.

В случае нагружения прямоугольным импульсом критерий динамического течения (1) переходит в

$$t_0 = C \exp(-\sigma / \sigma_0) \quad (4)$$

если принять функцию энергии активации в форме (2), и в

$$t_0 = C(\sigma / \sigma_y)^{-\alpha}, \quad (\alpha = E_0 / kT) \quad (5)$$

если функцию энергии активации принять в виде (3).

В данной работе было проведено сравнение этих двух формул и степень соответствия их экспериментам. Найдено, что обе они одинаково хорошо удовлетворяют опытным данным. Поскольку удобнее использовать степенное выражение, все последующие вычисления проводились для формулы (5).

Ряд работ посвящен исследованию явления запаздывания при нагружении с постоянной скоростью нарастания деформаций (или напряжений) $\dot{\sigma} = \text{const}$ ($\dot{\epsilon} = \text{const}$) [14-18]. Подставляя в интеграл (1) вместо σ его значение $\sigma = \dot{\sigma}t$ и учитывая (3), получаем

$$t_0 = C(\alpha + 1) (\sigma_{yd} / \sigma_y)^{-\alpha} \quad (6)$$

Здесь σ_{yd} — динамический предел текучести. При сравнении этого выражения с условием при нагружении прямоугольным импульсом (5) легко видеть, что для данного напряжения течения время запаздывания при нагружении треугольным импульсом в $(\alpha + 1)$ раз больше, чем при нагружении прямоугольным импульсом.

В работе В. А. Котляревского [14] рассмотрен такой способ нагружения, который при соответствующих условиях может перейти как в условие $\sigma = \text{const}$, так и в $\dot{\sigma} = \text{const}$. Им предложено линеаризовать функцию $\sigma(t)$, аппроксимируя ее тремя прямыми

$$\begin{aligned} \sigma &= \dot{\sigma}_1 t \quad (0 < t < t_1) \\ \sigma &= \dot{\sigma}_2(t - t_1) + \sigma_1 \quad (t_1 < t < t_2) \\ \sigma &= \dot{\sigma}_2(t_2 - t_1) + \sigma_1 = \sigma(t_0) \quad (t_2 < t < t_0) \end{aligned}$$

Здесь $\dot{\sigma}_1$ и $\dot{\sigma}_2$ — скорости напряжения соответственно на первом и втором участках. При помощи критерия Кэмпбелла В. А. Котляревский получает

$$t_0 = t_2 + C^* \left[\frac{\sigma_{ys}}{\sigma(t_0)} \right]^\alpha + \frac{t_1}{\alpha + 1} \left[\frac{\sigma_1}{\sigma(t_0)} \right]^\alpha \left(\frac{\dot{\sigma}_1}{\dot{\sigma}_2} \right)^2 \left(\frac{\dot{\sigma}_1}{\dot{\sigma}_2} - 1 \right) - \frac{\sigma(t_0)}{\dot{\sigma}_2 t_1} \left\{ C^* = C \frac{\sigma_y^\alpha}{\sigma_{ys}^\alpha} \right\}$$

Здесь σ_{ys} — статический предел текучести. В случаях $\dot{\sigma} = \text{const}$ и $\sigma = \text{const}$ это выражение принимает соответственно следующий вид:

$$t_0 = C(\alpha + 1) (\sigma_{yd} / \sigma_y)^{-\alpha}, \quad t_0 = C(\sigma / \sigma_y)^{-\alpha}$$

Видно, что формулы, полученные В. А. Котляревским, совпадают с выписанными ранее для случаев нагружения с постоянной скоростью деформации (напряжения) и мгновенного приложения нагрузки.

В литературе встречается и такой вид нагружения, когда нагрузка, прикладываемая к образцу, сначала возрастает, а затем убывает, например

$$\sigma = \sigma_m \sin \omega t$$

В этом случае критерий Кэмпбелла имеет вид

$$\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_0} \right)^\alpha \int_0^{t_0} \sin^\alpha(\omega t) dt = C$$

Такие случаи синусоидального нагружения рассматриваются в работах Белшейма [19], Тейлора [20, 21], Тейлора и Тадроса [22]. Белшейм [19] получает следующую эмпирическую зависимость времени запаздывания от динамического предела течения (для мягкой стали) при частоте нагружения около 360 циклов в секунду

$$t_0 = 513 \exp(-0.000139 \sigma_{yd})$$

Здесь t_0 — время, начиная от точки превышения статического предела текучести и до момента наступления текучести. В силу самого определения времени запаздывания ясно, что это время t_0 должно сильно отличаться, а именно превосходить значения для других типов нагружения для некоторого σ , что и имеет место на самом деле. В работах Тейлора [20-22] подтверждается справедливость критерия Кэмпбелла для произвольного вида нагружения

$$\int_0^{t_0} \sigma(t) dt = C$$

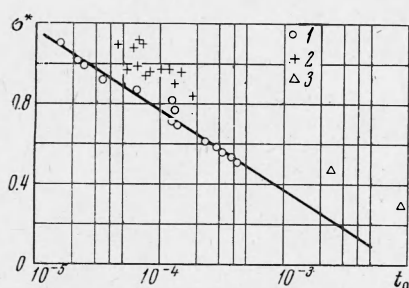
Однако Тейлор не указывает, как он определяет время запаздывания для колебательной нагрузки (его можно определить по-разному). К тому же в приведенных графиках по очень небольшому числу точек, имеющих большой разброс, трудно о чем-либо судить. Костелло [23] исследует случай, когда

$$\sigma(t) = \kappa t^3$$

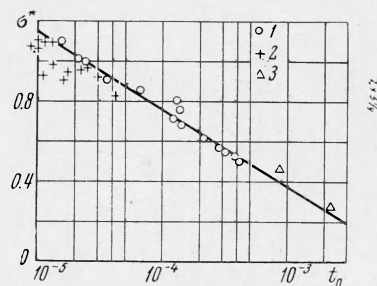
Автор полагает, что при обычных условиях экспериментов β лежит в пределах между $1/2$ и 2 . При использовании критерия Кэмпбелла имеем

$$t_0 = C^0 \sigma^{-\alpha}$$

Множитель C^0 зависит от β , в то время как α фиксировано для данного материала и при данной температуре. Зависимости $\log \sigma$ от $\log t_0$ представляют серию параллельных прямых (для различных значений β), заключенную в сравнительно узкой полосе.



Фиг. 1



Фиг. 2

Времена запаздывания, подсчитанные при различных способах нагружения, очень сильно отличаются между собой. Для того чтобы их можно было каким-либо образом сравнивать, Смитом, Падью и Виггесом предложено соотношение [16,17]

$$\int_0^{t_0} \exp \left[\frac{U(\sigma)}{kT} \right] dt = \int_0^{t_p} \exp \left[\frac{U(\sigma)}{kT} \right] dt = t_p \exp \left[\frac{U(\sigma)}{kT} \right] \quad (7)$$

Здесь t_0 и σ — время запаздывания и напряжение для произвольного способа нагружения, t_p и σ_p — то же для нагружения прямоугольным импульсом. Если известна функция нагружения $\sigma(t)$, то из соотношения (7) можно определить время запаздывания t_0 .

На фиг. 1 [17] приведены экспериментальные точки, полученные при различных способах нагружения. По оси ординат отложена величина $\sigma^* = (\sigma_{yd} - \sigma_{ys}) / \sigma_{ys}$, соответствующая динамическому пределу текучести (а в случае нагружения прямоугольным импульсом — величине приложенного напряжения), а по оси абсцисс — время запаздывания в секундах, причем за время запаздывания здесь принято время до наступления текучести. На фиг. 2 [17] приведены те же экспериментальные данные, но пересчитанные по формуле (7). Здесь уже можно сравнивать результаты, поскольку точки, полученные при разных способах нагружения, расположены вблизи одной прямой (на фиг. 1 и 2 приняты обозначения: 1 — точки, соответствующие нагружению типа $\sigma = \text{const}$, 2 — типа $\dot{\sigma} = \text{const}$ и 3 — типа $\dot{\sigma} = \sigma_m \sin \omega t$).

Вообще проводить подобные сравнения очень трудно, поскольку результаты получены разными авторами, как правило, на разных сталях. Ниже будет показано, что большое влияние на величину запаздывания оказывает не только химический состав сталей, но и размер зерен, способы обработки поверхности, а также условия проведения эксперимента, в особенности температура.

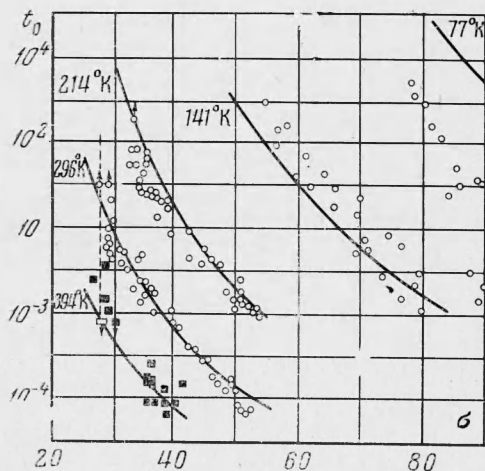
Вообще критерий Кэмпбелла хорошо описывает поведение кривых в области малых времен запаздывания и высоких уровней напряжения. При низких напряжениях, приближающихся к статическому пределу текучести, возникает большое расхождение. Критерий Кэмпбелла в форме (1) не может охватить участок выхода на прямую, соответствующую статическому пределу текучести. Поэтому Кэмпбеллом и Даби [15] было предложено видоизменить выражение (1) с тем, чтобы наилучшим образом описать участки кривых, соответствующие как высоким, так и низким напряжениям. Они предположили, что когда время течения достаточно велико, быстрая диффузия атомов углерода приводит к повторному соединению их с дислокацией; и в соответствии с этим был предложен модифицированный критерий течения, согласно которому

$$\exp(-bt_0) \int_0^{t_0} \exp \left(bt + \frac{U}{kT} \right) dt = C \quad (8)$$

и который переходит в

$$\exp(-bt_0) \int_0^{t_0} \sigma^\alpha \exp(bt) dt = C \quad (9)$$

если для энергии активации принять форму (3). Здесь $1/b$ среднее время, требуемое чтобы дислокация снова соединилась с атомами. Константа b может быть определена из предельных значений, когда время запаздывания очень велико. Если принять $t_0 \rightarrow \infty$, то выражения (8) и (9) переходят в



Фиг. 3

Участок же выхода на статическую прямую не представляет большого интереса.

Несмотря на довольно большое число работ, посвященных изучению запаздывания текучести, эксперименты по его исследованию ограничены. Это связано с трудностью постановки экспериментов, а также с тем, что опытные данные имеют очень большой разброс. Обработку этих данных можно провести лишь имея в распоряжении значительное число точек. Однако, например, некоторые кривые Краффта построены всего лишь по трем-четырем точкам. Ясно, что обработка таких экспериментов не позволяет получить надежные количественные результаты для описания зависимостей времени запаздывания, а дает возможность лишь качественно исследовать их характер. Многие авторы, ввиду трудности постановки экспериментов, пользуются чужими результатами, как правило, результатами Кларка и Вуда [9,10]. Данные, полученные Кларком и Вудом, являются наиболее достоверными, так как ими представлено большое число опытных точек во всем диапазоне рассматриваемых времен ($3 \cdot 10^{-4} - 1 \cdot 10^{-3}$ сек) для пяти различных температур (394, 296, 214, 141 и 77°K). На фиг. 3 представлены полученные Кларком и Вудом зависимости времени запаздывания (в секундах) от величины приложенного напряжения (в $кг/мм^2$), причем точки соответствуют экспериментальным результатам, а сплошные линии вычислены авторами при помощи критерия Кэмпбелла (5). При этом температурная зависимость времени запаздывания учитывается лишь величиной $\alpha(T)$ и считается, что C постоянно и не зависит от температуры. Из фигуры видно, что для температур 296°K (+23°С) и выше вычисленные кривые хорошо соответствуют экспериментам. При температуре 214°K (-59°С) уже наблюдается некоторое отклонение, а при еще более низких температурах, таких как 77°K (-196°С), теоретическая кривая отстоит от экспериментальных точек на значительное расстояние. Это говорит о том, что зависимость от температуры, представленная формулой (5), не является достоверной во всем исследуемом диапазоне температур.

В таблице приведены результаты по определению констант, входящих в критерий динамического течения (5), полученные обработкой известного экспериментального материала для различных сталей [9, 10, 24-30].

Определены по методу наименьших квадратов константы α и $\lg c$ (здесь $c = C\sigma_y^\alpha$) в зависимости от температуры, содержания в стали углерода, марганца, от размера зерна, а также для различных исследуемых областей времен запаздывания.

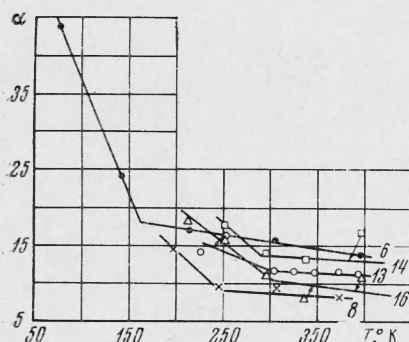
Построены зависимости $\alpha(T)$ и $\lg c(T)$. Некоторые из этих зависимостей приведены на фиг. 4 и 5, на которых номера кривых соответствуют порядковым номерам таблицы. Видно, что, начиная примерно с 273°K (0°С) и далее в область более высоких температур величины α и $\lg c$ мало зависят от температуры. Именно в этой области критерий Кэмпбелла (5) дает хорошие результаты. В области температур 250-300°K (от -23 до 23°С) наблюдаются переломы кривых $\alpha(T)$ и $\lg c(T)$, и при более низких температурах зависимости α и $\lg c$ от T становятся существенными. По данным Кларка и Вуда [9,10] (кривые б) подобный перелом наблюдается при температуре 180°K (-53°С).

$$\exp\left(\frac{U_{ys}}{kT}\right) = bC, \quad \sigma_{ys}^\alpha = bC \quad (10)$$

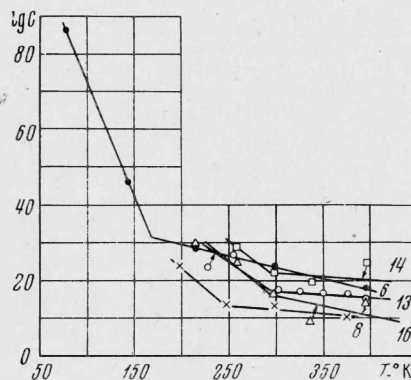
где U_{ys} — энергия активации, соответствующая статическому пределу течения σ_{ys} . Используя полученные экспериментально значения σ_{ys} , α и C из уравнения (10) можно легко определить b . Кэмпбеллом и Даби было получено $b = 10.1 \text{ сек}^{-1}$ для мягкой стали. Это значение они использовали в уравнении (9) для определения связи между σ и t_0 при нагружении с постоянной скоростью деформации $\dot{\sigma} = \text{const}$. Эксперименты Кэмпбелла показали, что уравнение (9) учитывает приближение к статическому пределу текучести так, что наибольшее расхождение с экспериментальными точками не превышает 7%. Однако в данной работе критерий Кэмпбелла рассматривается все же в ранее предложенном виде (5) ввиду его значительно более простого вида.

О характере низкотемпературных участков кривых и о характере переломов судить трудно, поскольку имеется очень мало данных, полученных при низких температурах. Причина увеличения α и c с уменьшением температуры остается неясной.

При низких температурах существует еще одно интересное явление. Оказывается, при достаточно большом σ (в зависимости от температуры σ разное) существует верхнее предельное напряжение, выше которого происходит хрупкое разрушение, и явление запаздывания не наблюдается. Это ясно видно из фиг. 3 по точкам, соответствующим 77° К (−196° С). Подобные данные встречаются и у Краффта и Сулливана [26,27], а также подтверждаются экспериментами Ю. А. Беляева, проведенными в лаборатории прочности машиностроительных материалов Института машиноведения.



Фиг. 4



Фиг. 5

Ряд работ Кларка и др. [17,31,32] посвящен вопросу изучения влияния старения на запаздывание текучести. Рассматриваются случаи повторных динамических нагружений. Оказывается, что макродеформации не всегда появляются в течение первого цикла нагружения, хотя максимальные напряжения и превосходят предел текучести. В работах Кларка [4] и Врилленда, Вуда и Кларка [32] установлено, что если образец из малоуглеродистой стали нагружается выше предела текучести и выдерживается при этом напряжении некоторое время t_1 , меньшее времени запаздывания, пока пластические деформации не успевают еще наступить, а затем производится разгрузка, то при повторном нагружении до того же напряжения образец будет вести себя как упругий еще в течение времени t_2 такого, что $t_1 + t_2 = t_0$. То же происходит и при целом ряде последовательных нагружений и разгрузок.

Кларк исследовал вопрос влияния термической обработки между последующими циклами нагружения на величину времени запаздывания. Оказалось, что если образцы после каждого нагружения подвергать старению при 66° С в течение 100 мин, а под нагрузкой выдерживать в течение времени $t = 3/5 t_0$, то течения вообще не возникает. То же наблюдается в случае старения образцов при 93° С в течение 12 мин. Выдерживание при температуре 21° С не влияет на величину времени запаздывания. Кларк и Вуд приходят к выводу о том, что соответствующий выбор температуры и величины времени старения приводит к определенному восстановлению образца. Повторное нагружение не приводит к возникновению течения, если время восстановления при данной температуре старения меньше, чем сам период старения. Предполагается [4], что процесс восстановления связан с диффузией атомов углерода и азота.

В работах Кларка и Вуда [9,10], Краффта и Сулливана [27] приведены результаты по выяснению влияния содержания углерода и азота в стали на явление запаздывания. Найдено, что величина напряжения для данного значения времени запаздывания уменьшается при снижении концентрации углерода и азота.

В работах Краффта и Сулливана [26,27], а также Кэмпбелла [28,29] рассматривается вопрос о влиянии размера зерен на величину времени запаздывания текучести. Кэмпбеллом найдено, что зависимость времени запаздывания от размеров зерна может быть выражена соотношением

$$t_0 = \frac{A}{d^3} \exp\left(\frac{U}{kT}\right)$$

При этом он предполагает, что все зерна имеют один и тот же диаметр и что дислокации распределены в материале равномерно. Видно, что, чем больше размер зерна, тем меньше напряжение, необходимое, чтобы вызвать течение через данный промежуток времени. Этим, в частности, объясняется влияние термообработки на величину за-

Таблица

№	Источник	Состав в %	Обработка	t_0 , сек	T° K	$\lg c$	α
1	[10]	0.12C, 0.98Mn	Отжиг	$3 \cdot 10^{-3} - 1 \cdot 10^2$	213	26.3	16.9
					297	16.7	12.1
2	[10]	0.12C, 0.98Mn	*	$3 \cdot 10^{-3} - 1 \cdot 10^2$	213	16.8	12.2
					297	12.9	11.3
3	[10]	0.12C, 0.98Mn	**	$3 \cdot 10^{-3} - 1 \cdot 10^2$	213	24.2	16.2
					297	25.9	19.3
4	[10]	0.12C, 0.98Mn	**	$3 \cdot 10^{-3} - 1 \cdot 10^2$	213	16.7	11.8
					297	13.1	10.9
5	[24]	0.19C, 0.43Mn	Отжиг	$5 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^0$	296	22.4	15.7
					77	86.5	44.1
6	[9]	0.17C, 0.39Mn	Отжиг	$3 \cdot 10^{-4} - 1 \cdot 10^3$	141	45.1	24.5
					214	28.3	17.6
7	[25]	0.17C, 0.39Mn	Отжиг	$3 \cdot 10^{-5} - 3 \cdot 10^{-1}$	296	23.2	15.9
					394	17.3	13.4
8	[26]	0.204C, 0.84Mn	Отжиг	$2 \cdot 10^{-6} - 1 \cdot 10^{-4}$	296	23.0	15.7
					339	8.2	7.0
9	[26]	Мягкая сталь	Отжиг	$2 \cdot 10^{-6} - 4 \cdot 10^{-5}$	394	17.5	13.6
					198	23.2	14.5
10	[27]	0.01C, 0.99Mn	—	$5 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-3}$	248	13.9	9.8
					298	12.7	9.5
11	[27]	0.11C, 0.62Mn	—	$5 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-3}$	373	9.7	8.2
					296	4.6	5.2
12	[27]	0.16C, 0.69Mn	—	$5 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-3}$	296	27.9	18.7
					213	30.2	20.1
13	[27]	0.22C, 0.36Mn	—	$5 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-3}$	253	24.6	16.9
					298	14.9	11.5
14	[27]	0.22C, 0.98Mn	—	$5 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-3}$	213	18.3	12.2
					253	15.9	11.3
15	[27]	0.31C, 1.01Mn	—	$5 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-3}$	298	12.3	9.8
					394	24.8	17.8
16	[27]	—	—	$2 \cdot 10^{-6} - 1 \cdot 10^{-3}$	204	32.6	19.3
					228	23.0	14.7
17	[30]	0.19C, 0.54Mn	—	$1 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-4}$	252	21.6	14.1
					276	18.7	12.7
18	[27]	0.22C, 0.98Mn	—	$5 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-3}$	300	14.8	10.8
					324	18.4	13.1
19	[27]	0.22C, 0.98Mn	—	$5 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-3}$	348	14.6	11.1
					372	9.1	8.0
20	[27]	0.22C, 0.98Mn	—	$5 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-3}$	394	11.4	9.6
					228	23.1	14.2
21	[27]	0.22C, 0.98Mn	—	$5 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-3}$	252	26.9	16.6
					300	17.2	11.9
22	[27]	0.22C, 0.98Mn	—	$5 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-3}$	324	16.9	11.9
					348	16.5	11.9
23	[27]	0.22C, 0.98Mn	—	$5 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-3}$	372	16.4	11.9
					394	14.8	11.2
24	[27]	0.22C, 0.98Mn	—	$5 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-3}$	253	28.1	17.6
					298	21.4	14.4
25	[27]	0.22C, 0.98Mn	—	$5 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-3}$	338	19.2	13.5
					394	24.3	17.1
26	[27]	0.31C, 1.01Mn	—	$5 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-3}$	298	19.4	13.4
					338	18.0	12.9
27	[27]	—	—	$2 \cdot 10^{-6} - 1 \cdot 10^{-3}$	394	21.0	15.2
					213	29.5	18.1
28	[27]	—	—	$2 \cdot 10^{-6} - 1 \cdot 10^{-3}$	253	24.5	15.7
					298	15.9	11.5
29	[27]	—	—	$2 \cdot 10^{-6} - 1 \cdot 10^{-3}$	338	9.3	8.0
					394	14.1	11.1
30	[27]	—	—	$2 \cdot 10^{-6} - 1 \cdot 10^{-3}$	296	25.2	17.1

Продолжение таблицы

№	Источник	Состав в %	Обработка		t_0 , сек	T° К	$\lg c$	α
18	ИМАШ	Сталь 3	Отжиг		$2 \cdot 10^{-2} - 1 \cdot 10^0$	296	17.3	11.7
19	ИМАШ	Сталь 45	Отжиг		$2 \cdot 10^{-2} - 1 \cdot 10^0$	296	21.2	13.9
			n	d мм				
20	[²⁹]	0.09C, 0.45Mn	3150	0.0178	$1 \cdot 10^{-3} - 1 \cdot 10^0$	296	11.2	8.1
21	[²⁹]	0.09C, 0.45Mn	2030	0.0222	$1 \cdot 10^{-3} - 1 \cdot 10^0$	296	13.4	9.7
22	[²⁹]	0.09C, 0.45Mn	773	0.0360	$1 \cdot 10^{-3} - 1 \cdot 10^0$	296	11.8	9.2
23	[²⁹]	0.09C, 0.45Mn	495	0.0450	$1 \cdot 10^{-3} - 1 \cdot 10^0$	296	8.8	7.2
24	[²⁹]	0.09C, 0.45Mn	346	0.0540	$1 \cdot 10^{-3} - 1 \cdot 10^0$	296	11.6	9.3
25	[²⁹]	0.10C, 0.55Mn	5250	0.0138	$1 \cdot 10^{-3} - 1 \cdot 10^0$	296	12.3	8.8

Примечание. * — сталь, обработанная жидким водородом; ** — сталь, обработанная жидким водородом и науглероженная; *** — сталь, обработанная жидким водородом и наазотированная; n — число зерен на мм²; d — диаметр зерна; номера 18 и 19 соответствуют экспериментам, проведенным в лаборатории прочности машиностроительных материалов Института машиноведения.

паздывания. Исследование, однако, показывает, что необходимо также принимать во внимание микроструктурные параметры: размер ферритовых зерен, свободное расстояние между перлитовыми включениями в феррите и размер перлитовых включений.

Результаты, полученные обработкой по методу наименьших квадратов (таблица), не позволили установить каких-либо закономерностей в поведении величин α и $\lg c$ при изменении содержания в стали углерода, азота, марганца, а также в зависимости от размера зерна. Это, по-видимому, объясняется тем, что каждый из авторов получил недостаточно большое количество точек, так что обработка по методу наименьших квадратов не дает возможности установить количественные характеристики. Сами же авторы все кривые проводят, как правило, на глаз. Кроме того, результаты получены авторами на разных сталях, которые отличаются между собой химическим составом, термообработкой, условиями испытания (в частности, температурными условиями), а также различными способами и уровнями нагружения (различные интервалы исследования времен запаздывания).

Однако ряд данных говорит о том, что процентное содержание углерода и марганца в стали существенно сказывается на полученных результатах. Так, например, в работе Краффта и Сулливана [27] были исследованы стали с одинаковым содержанием углерода (0.22%) и с различным содержанием марганца (0.36 и 0.98%). Оказалось, что значения α при нормальной температуре были соответственно 11.9 и 14.4, а значения $\lg c$ 17.2 и 21.4. По-видимому, имеет значение содержание и всех остальных компонентов, а также характер термической обработки стали.

Рассмотренные в предлагаемой работе экспериментальные данные получены для сталей с различной термической обработкой, в которых процентное содержание углерода меняется от 0.01 до 0.31, а марганца — от 0.39 до 1.01. Коэффициенты α при комнатной температуре для этих сталей имеют значения от 9 до 16, а $\lg c$ — от 12 до 22.

Имеющиеся в литературе данные не позволяют установить количественные значения коэффициентов, входящих в критерий Кэмпбелла (5) для какого-либо класса материалов. Это, по-видимому, и невозможно: на явление запаздывания оказывают большое влияние даже такие факторы, как размер зерна (в частности, термообработка), не говоря уже о химическом составе и условиях проведения эксперимента. Для того, чтобы установить точные количественные характеристики запаздывания текучести, необходимо для каждого материала проводить самостоятельные исследования.

Поступила 14 XI 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Cottrell A. H. Effect of Solute Atoms on the Behaviour of Dislocations. Confer. Strength of Solids. Bristol, 1947. London, The Phys. Soc., 1948. p. 30—38.
2. Nabarro F. R. N. Mechanical Effects of Carbon in Iron. Confer. Strength of Solids. Bristol, 1947, London, The Phys. Soc., 1948, p. 38—45.
3. Cottrell A. H. and Bilby B. A. Dislocation, Theory of Yielding and Strain Aging of Iron. Proc. Phys. Soc. London, 1949, vol. 62, Ser. A, p. 49—62.
4. Clark D. S. The Behavior of Metals under Dynamic Loading. (1953 Edward de Mille Campbell Memorial Lecture) Amer. Soc. for Metals, 1954, vol. 46, p. 34—62.
5. Кларк Д. С. Поведение металлов при динамическом нагружении. Сб. пер. «Прикладная механика и машиностроение», 1954, № 3 (15), стр. 30—39.

6. Fisher J. C. Application of Cottrell's Theory of Yielding to delayed Yield in Steel. *Trans. Amer. Soc. for Metals*, 1955, vol. 47, p. 451—462.
7. Campbell J. D. Dynamic Yielding of Mild Steel. *Acta Metallurgica*, 1953, vol. 1, No. 6, p. 706—710.
8. Campbell J. D., Maiden C. J. The Effect of Impact Loading on the Static Yield Strength of a Medium — Carbon Steel. *J. Mech. Phys. Solids*, 1957, vol. 6, No. 1, p. 53—62.
9. Wood D. S., Clark D. S. The Influence of Temperature upon the Time Delay for Yielding in Annealed Mild Steel. *Trans. Amer. Soc. for Metals*, 1954, vol. 43, p. 571—586.
10. Wood D. S., Clark D. S. Delayed Yield in Annealed Steels of Very Low Carbon and Nitrogen Content. *Trans. Amer. Soc. for Metals*, 1952, vol. 44, p. 726—742.
11. Cottrell A. H. Deformation of Solids at High Rates of Strain. *Proc. Confer. on the Properties of Materials at High Rate of Strain. Inst. Mech. Engrs, London*, 1957, p. 1—12.
12. Yokobori T. The Cottrell — Bilby Theory of Yielding of Iron. *Phys. Rev.*, 1952, Ser. 2, vol. 88, No. 6, p. 1423.
13. Yokobori T. Delayed Yield and Strain Rate and Temperature Dependence of Yield Point of Iron. *J. Appl. Phys.*, 1954, vol. 25, No. 5, p. 593—594.
14. Котляревский В. А. Механические характеристики малоуглеродистой стали при импульсивном нагружении с учетом запаздывающей текучести и вязко-пластических свойств. *ПМТФ*, 1961, № 6, стр. 145—152.
15. Campbell J. D., Doby J. Delayed Yield and other Dynamic Loading Phenomena in a Medium-carbon Steel. *Proc. Confer. on the Properties of Materials at High Rates of Strain. Inst. Mech. Engrs, London*, 1957, p. 214—220.
16. Smith R. S., Pardue T. E., Vigness I. The mechanical Properties of certain Steels as indicated by Axial Dynamic Load Tests, *Proc. Soc. experiment. stress Analysis*, 1956, vol. 13, No. 2, p. 183—197.
17. Vigness I., Krafft J. M., Smith R. C. Effect of Loading History upon the Yield Strength of a Plain Carbon Steel. *Proc. Confer. on the Properties of Materials at High Rates of Strain. Inst. Mech. Engrs, London*, 1957, p. 138—146.
18. Волошенко-Климовицкий Ю. Я. Динамический предел текучести. М., Изд-во «Наука», 1965.
19. Belshcim R. O. Delayed — Yield Time Effects in Mild Steel Under Oscillatory Axial Loads. *Trans. ASME*, 1957, vol. 79, No. 7, p. 1619—1626.
20. Taylor D. B. C. Dynamic Straining of Metals Having Definite Yield Points. *J. Mech. Phys. Solids*, 1954, vol. 3, No. 1, p. 38—46.
21. Taylor D. B. C. Non-uniform Yield in a mild steel under Dynamic Straining. *Proc. Confer. on the Properties of Materials at High Rates of Strain. Inst. Mech. Engrs*, 1957, p. 229—238.
22. Taylor D. B. C., Tadros A. Z. Tension and Torsion Properties of some Metals under Repeated Dynamic Loading (Impact). *Proc. Inst. Mech. Engrs*, 1956, vol. 170, No. 33.
23. Costello E. de L. Yield Strength of Steel at an Extremely High Rate of Strain. *Proc. Confer. on the Properties of Materials at High Rates of Strain. Inst. Mech. Engrs. London*, 1957, p. 13—21.
24. Clark D. S., Wood D. S. The Time Delay for the Initiation of Plastic Deformation at Rapidly Applied Constant Stress. *Proc. Amer. Soc. for Testing Materials*, 1949, vol. 49, p. 717—735.
25. Johnson J. E., Wood D. S., Clark D. S. Delayed Yielding in Annealed Low-Carbon Steel Under Compression Impact. *Proc. Amer. Soc. for Testing Materials*, 1953, vol. 53, p. 755—764.
26. Krafft J. M. Effect of Temperature on Delayed Yielding of Mild Steel for short Loading Duration. *Trans. Amer. Soc. for Metals*, 1956, vol. 48, p. 249—264.
27. Krafft J. M., Sullivan A. M. Effect of Grain Size and Carbon Content on the Yield Delay — Time of Mild Steel. *Trans. Amer. Soc. for Metals*, 1959, vol. 51, p. 643—665.
28. Кэмпбелл Дж. Эксперименты при высоких скоростях деформации. Сб. пер. «Механика», 1966, № 5, стр. 123—138.
29. Campbell J. D., Marsh K. J. The Effect of Grain Size on the Delayed Yielding of Mild Steel. *Philos. Mag.* 1962, vol. 7, No. 78, p. 933—952.
30. Gibson J. The Behavior of Metals under Tensile Loads of short Duration. *Proc. of the Inst. of Mech. Engrs.*, 1952—1953, vol. IB, No 11, p. 536—550.
31. Clark D. S. The Behavior of Metals Under Dynamic Loading. *Metal Progress*, 1953, vol. 64, No. 5, p. 67—73.
32. Vreeland T., Wood D. S., Clark D. S. A Study of the Mechanism of the Delayed Yield Phenomenon. *Trans. Amer. Soc. Metals*, 1953, No. 45, p. 620—632.