

**МЕХАНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАЛОУГЛЕРОДИСТОЙ
СТАЛИ ПРИ ИМПУЛЬСВЕННОМ НАГРУЖЕНИИ С УЧЕТОМ
ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ТЕКУЧЕСТИ И ВЯЗКО-ПЛАСТИЧЕСКИХ
СВОЙСТВ**

В. А. Котляревский

(Москва)

В работе делается попытка установить механические характеристики малоуглеродистой стали с явно выраженной площадкой текучести и обладающей свойством запаздывающей текучести при произвольном режиме напряжения, исходя из теории дислокаций и с учетом вязко-пластических свойств стали. Запаздывающей текучестью называется свойство стали в течение определенного времени (время запаздывания динамической текучести) сохранять состояние упругости при напряжениях, превышающих статический предел текучести.

1. Динамический предел текучести $\sigma(\tau)$ в случае одноосного напряженного состояния при произвольном режиме напряжения $\sigma(t)$ может быть получен из выражения для универсального критерия динамической текучести, определяющего время запаздывания τ на основе теории дислокаций [1-3]

$$\int_0^{\tau} \left[\frac{\sigma(t)}{\sigma_0} \right]^{\alpha} dt = C \quad \left(\alpha = \frac{1}{\gamma KT} \right)$$

Здесь T — абсолютная температура, K — постоянная Больцмана, σ_0 — предел текучести при 0°K , C и γ — постоянные материала.

При помощи подстановки

$$C \sigma_0^{\alpha} = t_0 \sigma_{\tau}^{\alpha}$$

можно перейти к статическому пределу текучести σ_{τ} при комнатной температуре

$$\int_0^{\tau} \sigma^{\alpha}(t) dt = t_0 \sigma_{\tau}^{\alpha} \quad (1.1)$$

где t_0 — параметр, зависящий от температуры. Так как динамический модуль упругости E стали практически не отличается от статического, то, независимо от вида функции $\sigma(t)$, малоуглеродистая сталь может рассматриваться как линейно-упругий материал, подчиняющийся закону Гука, при условии

$$\int_0^t \sigma^{\alpha}(\xi) d\xi \leq t_0 \sigma_{\tau}^{\alpha}$$

Для определения времени τ сложные функции $\sigma(t)$ могут быть линейризованы. Так, при аппроксимации тремя прямыми

$$\sigma = \dot{\sigma}_1 t \quad (0 < t < t_1) \quad (1.2)$$

$$\sigma = \dot{\sigma}_2 (t - t_1) + \sigma_1 \quad (t_1 < t < t_2) \quad (1.3)$$

$$\sigma = \dot{\sigma}_2 (t_2 - t_1) + \sigma_1 = \sigma(\tau) \quad (t_2 < t < \tau) \quad (1.4)$$

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

Здесь $\dot{\sigma}_1, \dot{\sigma}_2$ — скорости напряжения соответственно на первом и втором участках (точка обозначает дифференцирование по времени).

При аппроксимации двумя прямыми (1.2), (1.3) возможны следующие варианты:

$$\tau = \dot{\sigma}_2^{-1} \{ \sigma_1^{\alpha+1} + \dot{\sigma}_2 [t_0 \sigma_1^\alpha (\alpha + 1) - t_1 \sigma_1^\alpha] \}^{\frac{1}{\alpha+1}} + \frac{\sigma_2 t_1 - \sigma_1 t_2}{\sigma_2 - \sigma_1} \quad \text{при } t_1 < \tau < t_2$$

$$\tau = \frac{[\sigma_1^\alpha t_1 - \sigma_T^\alpha t_0 (\alpha + 1)] [\sigma(\tau) - \sigma_1]}{\sigma_1^{\alpha+1} + [\sigma(\tau)^{\alpha+1}]} + t_1 \quad \text{при } \tau = t_2 \quad (1.5)$$

$$\tau_{(1)} = t_0 \left[\frac{\sigma(\tau_{(1)})}{\sigma_T} \right]^{-\alpha} + \frac{\alpha t_1}{\alpha + 1}, \quad \sigma(\tau_{(1)}) = \left[\frac{t_0 (\alpha + 1)}{(\alpha + 1) \tau_{(1)} - \alpha t_1} \right]^{\frac{1}{\alpha}}$$

при $\dot{\sigma}_2 = 0, \tau_{(1)} > t_1$;

Для режима постоянной скорости деформации и напряжения

$$\tau_{(2)} = t_0 (\alpha + 1) \left[\frac{\sigma(\tau_{(2)})}{\sigma_T} \right]^{-\alpha} \quad (1.6)$$

и мгновенно приложенного постоянного напряжения

$$\tau_{(3)} = t_0 \left[\frac{\sigma(\tau_{(3)})}{\sigma_T} \right]^{-\alpha} \quad (1.7)$$

Индексы (1), (2), (3) введены для обозначения режима.¹

Обработка опытных данных по малоуглеродистым сталям (комнатная температура) дает следующие эмпирические формулы для динамического предела текучести. Для режима постоянной скорости деформации

$$\sigma(\tau_{(2)}) = 1.7 \sigma_T \dot{\epsilon}^{\frac{1}{17}}$$

где $\dot{\epsilon}$ — скорость деформации в сек^{-1} . Эту формулу можно преобразовать, исключив $\dot{\epsilon}$

$$\sigma(\tau_{(2)}) = 0.707 \sigma_T^{\frac{17}{16}} \tau_{(2)}^{-\frac{1}{16}} \quad (1.8)$$

Для режима внезапно приложенного постоянного напряжения

$$\sigma(\tau_{(3)}) = \sigma_T \left(0.953 - 0.2105 \lg \frac{\tau_{(3)}}{K_l} \right) \quad (1.9)$$

где τ — время запаздывания в сек , $K_l = 1 \text{ сек}$.

Положив $\sigma(\tau_{(3)}) = \sigma_T$ в формуле (1.7), получим $t_0 = \tau_{(3)}$, т. е. параметр t_0 представляет собой время запаздывания в режиме внезапно приложенного постоянного напряжения, равного статическому пределу текучести. Из соотношения (1.9) при $\sigma(\tau_{(3)}) = \sigma_T$ имеем $t_0 = 0.60 \text{ сек}$. По данным многочисленных опытов со сталями Ст. 3 и Ст. 5 при комнатной температуре среднее значение $t_0 = 0.895 \text{ сек}$.

Среднее значение параметра α , определявшегося для стали Ст. 3 при помощи формул (1.8), (1.9) из выражений для α , вытекающих из (1.6), (1.7) при $t_0 = 0.895 \text{ сек}$, оказалось равным семнадцати, что соответствует значению α , приведенному в работе [3]¹. Сопоставление выражений

$$\sigma(\tau_{(2)}) = \sigma_T \left[\frac{t_0 (\alpha + 1)}{\tau_{(2)}} \right]^{\frac{1}{\alpha}} = 1.18 \sigma_T \tau_{(2)}^{-\frac{1}{17}} \quad (1.10)$$

$$\sigma(\tau_{(3)}) = \sigma_T \left(\frac{t_0}{\tau_{(3)}} \right)^{\frac{1}{\alpha}} = 0.995 \sigma_T \tau_{(3)}^{-\frac{1}{17}} \quad (1.11)$$

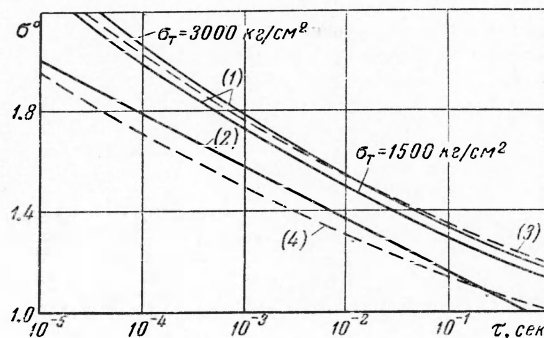
¹ В цитируемой работе, по опытам различных авторов, в режимах удара и постоянных скоростей деформации и напряжения приводится значение параметра α от 18.5 до 25.0.

(где τ — в сек), соответствующих формулам (1.6), (1.7), с аналогичными эмпирическими выражениями (1.8), (1.9) дает достаточно хорошую сходимость, как это видно из фиг. 1, на которой $\sigma^\circ = \sigma(\tau) / \sigma_T$, а кривые, построенные по указанным формулам, соответственно обозначены (1), (2), (3), (4).

Если при сопоставлении условий нагружения материала более жестким считать режим, в котором при одном и том же значении динамического предела текучести время запаздывания меньше, то наиболее жестким из рассмотренных выше будет режим внезапно приложенного постоянного напряжения. На фиг. 2 приведены графики изменения динамического предела текучести в зависимости от времени запаздывания для трех режимов, построенные по формулам (1.5) — (1.7) при $\alpha = 17$ и $t_0 = 0.895$ сек.

2. Закон деформирования в вязко-пластической стадии при условии

$$\int_0^t \sigma^\alpha(\xi) d\xi > t_0 \sigma_T^\alpha$$



Фиг. 1

можно получить из следующих выражений, соответствующих динамической диаграмме Прандтля для режима постоянной скорости деформации

$$\dot{\epsilon} = \frac{\sigma(\tau)}{\tau \dot{t}} = \text{const} \quad (t > 0)$$

$$\sigma \equiv \sigma(\tau) = \sigma_T \left[\frac{t_0(\alpha + 1)}{\tau} \right]^{\frac{1}{\alpha}} \quad (t > \tau)$$

Исключив параметр τ , получим закон деформирования в виде степенной функции

$$\frac{\sigma}{\sigma_T} = \left[\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_*} (\alpha + 1) \right]^{\frac{1}{\alpha+1}}, \quad \dot{\epsilon}_* = \frac{\sigma_T}{E t_0} \quad (2.1)$$

Чтобы удовлетворить условию $\sigma = \sigma_T$ при $\dot{\epsilon} = 0$, можно использовать зависимость, дающую практически аналогичные результаты при $\dot{\epsilon} > 10^{-2}$ сек⁻¹

$$\frac{\sigma}{\sigma_T} = \left[\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_*} (\alpha + 1) + 1 \right]^{\frac{1}{\alpha+1}}$$

В дальнейшем для любых режимов будем исходить из выражения (2.1). Оно может быть также переписано следующим образом:

$$\sigma = \sigma_T + \nu(\dot{\epsilon}) \dot{\epsilon} \quad (2.2)$$

$$\nu(\dot{\epsilon}) = \sigma_T \dot{\epsilon}_*^{-\frac{1}{\alpha+1}} \dot{\epsilon}^{-1} \left(\frac{1}{\dot{\epsilon}_*^{\alpha+1}} - \frac{1}{\dot{\epsilon}_*^{\alpha+1}} \right) \quad (2.3)$$

Если $v(\dot{\epsilon})$ трактовать как переменный коэффициент пластической вязкости, то закон деформирования будет соответствовать реологической модели Шведова — Бингама, описывающей вязко-пластическую среду при постоянной температуре. Данная модель, как известно, представляет собой вязкий элемент, параллельно соединенный с площадкой с кулоновым трением.

Скорость деформации $\dot{\epsilon}$, сек ⁻¹	10 ⁻²	10 ⁻¹	1	10	10 ²	10 ³
Истинные динамические напряжения в кг/см ² при деформации ϵ — 0.7%	1900	2100	2500	3100	4000	4800
2.0%	3150	3000	2800	3100	4000	4800
4.0%	4200	3500	3100	3450	4000	4800
Опытное значение коэффициента v в кг сек/см ² при $\epsilon = 0.7\%$	10000	3000	698	130	22	3.0
2.0%	135000	12000	999	130	22	3.0
4.0%	240000	17000	1300	165	22	3.0
Теоретическое значение v в кг сек/см ²	25000	5300	850	121	16.2	3.0

В таблице приведены опытные и теоретические значения коэффициента v для стали $\sigma_T = 1800$ кг/см². Опытные значения¹ подсчитывались по формуле

$$v = \frac{\sigma - \sigma_T}{\dot{\epsilon}}$$

Теоретические значения коэффициента определялись по формуле (2.3). Хорошее соответствие имеет место для средних и больших скоростей деформаций (от $\dot{\epsilon} = 1$ сек⁻¹ и выше). Для низких скоростей характерно anomalous поведение мягкой стали [4], что отражается на значениях коэффициента v .

Линеаризация закона деформирования (2.1) приводит к модели вязко-пластической среды с постоянным в известном диапазоне коэффициентом пластической вязкости. Для различных участков аппроксимации получим следующие зависимости:

$$\sigma = \sigma_T + v_1 \dot{\epsilon}, \quad v_1 = \frac{\sigma_1 - \sigma_T}{\dot{\epsilon}_1} \quad (\dot{\epsilon}_1 > \dot{\epsilon}) \quad (2.4)$$

$$\sigma = \sigma_1 + v_2 (\dot{\epsilon} - \dot{\epsilon}_1), \quad v_2 = \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\dot{\epsilon}_2 - \dot{\epsilon}_1} \quad (\dot{\epsilon}_1 < \dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}_2) \quad (2.5)$$

$$\dots \dots \dots$$

$$\sigma = \sigma_{m-1} + v_m (\dot{\epsilon} - \dot{\epsilon}_{m-1}), \quad v_m = \frac{\sigma_m - \sigma_{m-1}}{\dot{\epsilon}_m - \dot{\epsilon}_{m-1}} \quad (\dot{\epsilon}_{m-1} < \dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}_m) \quad (2.6)$$

Первый участок аппроксимации иногда может быть ограничен динамическим пределом текучести, тогда

$$\sigma = \sigma(\tau) + v_\tau [\dot{\epsilon} - \dot{\epsilon}(\tau)], \quad v_\tau = \frac{\sigma_1 - \sigma(\tau)}{\dot{\epsilon}_1 - \dot{\epsilon}(\tau)} \quad (\dot{\epsilon}(\tau) < \dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}_1) \quad (2.7)$$

В этих формулах параметры $\dot{\epsilon}_1, \dots, \dot{\epsilon}_m; \sigma_1, \dots, \sigma_m$ соответствуют координатам точек пересечения аппроксимирующих зависимость (2.1) прямых.

¹ Использованы опыты М. Мэнджойна, проводившиеся при постоянных скоростях деформации (цитируется по [4]).

3. При выводе закона деформирования мы исходили из диаграммы Прандтля при деформировании с постоянной скоростью. Отсюда следует, что в любых других режимах зависимость $\epsilon - \sigma$ оказывается более сложной, чем диаграмма Прандтля.

Для получения динамической зависимости $\epsilon - \sigma$ достаточно проинтегрировать выражение (2.1), исключив из него время посредством заданной функции $\sigma(t)$.

Рассмотрим режим постоянной скорости напряжения $\sigma = \dot{\sigma}t, t > 0$, для которого имеются опытные диаграммы $\epsilon - \sigma$. Из (2.1)

$$\epsilon \doteq \frac{\dot{\epsilon}_*}{(\alpha + 1) \sigma_r^{\alpha+1}} \int \sigma^{\alpha+1}(t) dt = \frac{\dot{\epsilon}_*}{\dot{\sigma}(\alpha + 1) \sigma_r^{\alpha+1}} \int \sigma^{\alpha+1} d\sigma$$

После интегрирования при начальных условиях $\epsilon = \epsilon(\tau), \sigma = \sigma(\tau)$ с учетом зависимости $\dot{\sigma} = \sigma(\tau)/\tau$ и (1.6) получим

$$\epsilon_*^\circ = \frac{\epsilon}{\epsilon(\tau)} = \frac{1}{\alpha + 2} [(\sigma_*^\circ)^{\alpha+2} + \alpha + 1], \quad \sigma_*^\circ = \frac{\sigma}{\sigma(\tau)}, \quad \tau = \left[\frac{t_0 \sigma_r^\alpha (\alpha + 1)}{\dot{\sigma}^\alpha} \right]^{\frac{1}{\alpha+1}} \quad (3.1)$$

Выражение для динамического модуля деформации E_g при $\sigma > \sigma(\tau)$ получим дифференцированием по ϵ зависимости (3.1)

$$\frac{E_g}{E} = \left[\frac{1}{\sigma_*^\circ} \right]^{\alpha+1}, \quad E = \frac{\sigma(\tau)}{\epsilon(\tau)} \quad (3.2)$$

Если исходить из линеаризованного закона деформирования, то динамическая диаграмма будет иметь другой вид. Так, из (2.7)

$$\epsilon = \int \left[\frac{\sigma(t) - \sigma(\tau)}{v_\tau} + \dot{\epsilon}(\tau) \right] dt = \int \frac{\sigma}{v_\tau \dot{\sigma}} d\sigma - \int \left[\frac{\sigma(\tau)}{v_\tau} - \dot{\epsilon}(\tau) \right] \frac{1}{\dot{\sigma}} d\sigma$$

После интегрирования при аналогичных начальных условиях, подставив значения $v_\tau, \dot{\sigma}, \tau, \epsilon_1$ и $\dot{\epsilon}(\tau)$ с учетом (2.1), получим

$$\epsilon_*^\circ = K_\tau (\sigma_*^\circ)^2 - (2K_\tau - 1) \sigma_*^\circ + K_\tau \quad (3.3)$$

$$K_\tau = 0.5 \left[\left(\frac{\sigma_1}{\sigma(\tau)} \right)^{\alpha+1} - 1 \right] \left(\frac{\sigma_1}{\sigma(\tau)} - 1 \right)^{-1}$$

Динамический модуль деформации

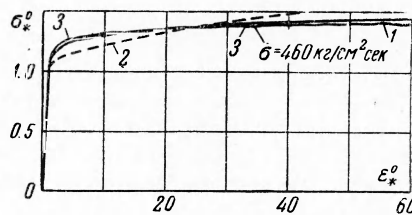
$$\frac{E_g}{E} = [2K_\tau (\sigma_*^\circ - 1) + 1]^{-1} \quad (3.4)$$

Из формул (3.2), (3.4) видно, что при переходе из упругой стадии в вязко-пластическую значение модуля однозначно, т. е. диаграмма $\epsilon - \sigma$ в точке $\dot{\sigma}(\tau)$ не имеет разрыва первой производной.

На фиг. 3 приведено сопоставление расчетных диаграмм: 1 — построенной по формуле (3.1) и 2 — по формуле (3.3) при $\sigma_1 / \sigma(\tau) = 1.29$, с результатами опытов Е. Дэвиса [5], проведенных с мягкой сталью при комнатной температуре на машине, обеспечивающей постоянную скорость нагружения (кривая 3). Опытная диаграмма перестроена в безразмерных координатах, причем для сопоставимости опытных данных величины σ_*° подсчитывались по динамическому пределу текучести, вычисленному по формуле, вытекающей из (1.10)

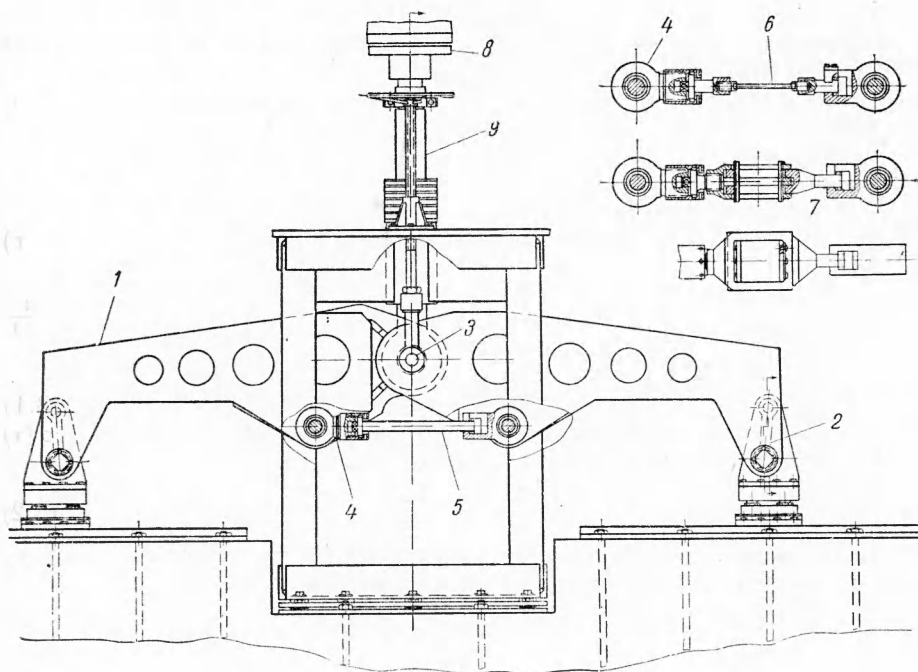
$$\sigma(\tau) = [\dot{\sigma} t_0 \sigma_r^\alpha (\alpha + 1)]^{\frac{1}{\alpha+1}}$$

Статический предел текучести принимался равным 2000 кг/см^2 из опытов того же автора при $\dot{\sigma} = 222 \cdot 10^{-4} \text{ кг/см}^2 \text{ сек}$. Параметр t_0 принимал-



Фиг. 3

ся равным 0.895 сек. Сопоставление указывает на хорошую сходимость, исключение составляет опытное значение динамического предела текучести, которое в опытах соответствовало верхнему пределу текучести, характерному для американских сортов малоуглеродистых сталей.



Фиг. 4

4. Представляет интерес установить зависимость $\varepsilon - \sigma$ для стали в режиме изгибных колебаний. Для этого были проведены эксперименты на специальной установке, разработанной Л. С. Шевницыным и автором. Установка (фиг. 4) представляет собой две полуфермы 1, установленные на качающихся шарнирных опорах 2 и соединенные силовым шарниром 3. В нижних частях полуферм в одной горизонтальной плоскости на игольчатых подшипниках вмонтировано три пары захватов 4 для установки и одновременного испытания трех образцов 5, 6. (Предусмотрена также возможность использования реверсного устройства 7 для испытаний на сжатие.)

Крайние образцы 5 служат также для восприятия растягивающих усилий от собственного веса установки. Начальное напряжение среднего образца 6 может регулироваться. Нагружающее устройство состоит из наковальни 8 и штока 9, передающего нагрузку от копра, пневмоустановки или от взрыва заряда ВВ на шарнир 3. От воздействия нагрузки полуфермы совершают колебания, нагружая и деформируя образцы в соответствующем колебательном режиме. Имеется набор полуферм различного размера.

Частота собственных колебаний может варьироваться в широком диапазоне и определяется параметрами выбранных полуферм и испытываемых образцов. Средний образец цилиндрической формы, длиной 300 мм, имел центральный активно деформируемый участок диаметром 8 мм, удлинение которого фиксировалось специальным деформометром сопротивления.

Динамические напряжения фиксировались по упругим деформациям крайних утолщенных участков образца диаметром 25 мм при помощи тензодатчиков.

Регистрация перемещений y установки, деформаций ε и напряжений σ в образце производилась синхронно шлейфным осциллографом МПО-2 на шлейфах первого типа. Частота собственных колебаний установки пролетом $L = 310$ см, зафиксированная при упругой работе образцов, — $\omega = 196$ сек⁻¹. Жесткость установки S как упругой системы, равная сопротивлению при единичном перемещении

$$S = \frac{16nFEz^2}{\lambda L^2}$$

Здесь n — число образцов, λ — длина активно деформируемого участка образца, F — площадь его поперечного сечения, z — плечо внутренней пары. Приведенная масса системы

$$m = \frac{S}{\omega^2}$$

В опытах нагружение производилось взрывом зарядов ВВ из прессованного тротила.

Дифференциальное уравнение движения установки как упругой системы с одной степенью свободы при действии мгновенного импульса I

$$m\ddot{y} + Sy = 0 \quad (0 < t < \tau) \quad (4.1)$$

После интегрирования при начальных условиях $t = 0$, $y = \dot{y} = 0$ получим

$$y = \frac{I}{\omega m} \sin \omega t$$

Напряжение в образце

$$\sigma(t) = \varepsilon(t) E = \frac{4zE}{\lambda L} y(t) = K_1 \sin \omega t, \quad K_1 = \frac{4zEI}{\lambda L \omega m} \quad (4.2)$$

Для определения момента времени τ линеаризуем зависимость $\sigma = \sigma(t)$ на участке $0 < t < t_r$, где t_r — момент достижения статического предела текучести. Из (4.2)

$$t_r = \frac{1}{\omega} \arcsin \frac{\sigma_r}{K_1}, \quad \sigma(\tau) \approx \sigma_r \frac{\tau}{t_r} = \frac{\sigma_r \omega \tau}{\arcsin(\sigma_r / K_1)}$$

и с учетом (1.6)

$$\tau \approx [t_0(\alpha + 1)]^{\frac{1}{\alpha+1}} \left(\frac{1}{\omega} \arcsin \frac{\sigma_r}{K_1} \right)^{\frac{\alpha}{\alpha+1}} \quad (4.3)$$

Динамический предел текучести $\sigma(\tau)$ определяется по формуле

$$\sigma(\tau) \approx K_1 \sin \omega \tau \quad (4.4)$$

За пределом динамической текучести уравнение движения запишем в форме

$$m\ddot{y} + K_2 \sigma(t) = 0 \quad (t > \tau), \quad K_2 = \frac{4n\bar{F}z}{L} \quad (4.5)$$

Здесь K_2 — коэффициент жесткости системы.

Так как из геометрических соображений и на основании (2.4)

$$\ddot{y} = \frac{\lambda L}{4z} \ddot{\varepsilon}(t) = \frac{\lambda L}{4zv} \dot{\sigma}(t), \quad v = \frac{\sigma(\tau) - \sigma_r}{\dot{\varepsilon}(\tau)}$$

то из (4.5) получаем следующее дифференциальное уравнение для напряжений:

$$\dot{\sigma}(t) + \frac{v\omega^2}{E} \sigma(t) = 0 \quad (\tau < t < t_m) \quad (4.6)$$

После интегрирования при начальных условиях $t = \tau$, $\sigma = \sigma(\tau)$ получим

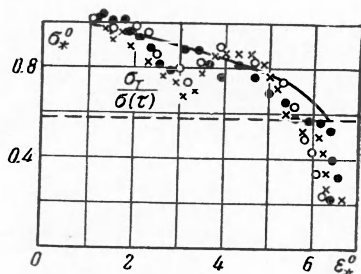
$$\sigma(t) = \sigma(\tau) \exp \left[-\frac{v\omega^2}{E} (t - \tau) \right] \quad (4.7)$$

Выражение для деформаций на основании (2.4), (4.7) и с учетом начальных условий $t = \tau$, $\varepsilon = \varepsilon(\tau)$

$$\varepsilon(t) = \varepsilon(\tau) - \frac{\sigma_T}{\nu} (t - \tau) + \frac{E\sigma(\tau)}{\omega^2 \nu^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{\nu\omega^2}{E} (t - \tau)\right) \right] \quad (4.8)$$

Исключив время t , получим зависимость $\varepsilon - \sigma$

$$\varepsilon_*^\circ = 1 + \frac{E}{\omega^2 \nu^2} \left[\frac{\sigma_T}{\varepsilon(\tau)} \ln \sigma_*^\circ + E(1 - \sigma_*^\circ) \right] \quad (4.9)$$



Фиг. 5

Закон движения системы

$$y = \frac{\lambda L}{4z} \varepsilon(t) \quad (4.10)$$

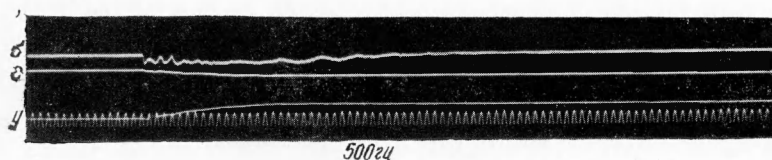
Момент времени t_m , соответствующий максимальным деформациям

$$t_m = \tau - \frac{E}{\nu\omega^2} \ln \frac{\sigma_T}{\sigma(\tau)} \quad (4.11)$$

Как видно из (4.7) и (4.11), в процессе деформирования с момента τ динамическое напряжение убывает, достигая в момент t_m статического предела текучести.

В пределах деформаций, соответствующих статической площадке текучести, теория достаточно хорошо согласуется с экспериментом, как это видно из фиг. 5, на которой приведена расчетная диаграмма с наложенными опытными данными для стали марки Ст. 3.

Основные исходные данные экспериментов и расчетные параметры. Начальное напряжение среднего испытываемого образца $\sigma(0) = 0$; $n = 3$, $F = 0.5027 \text{ см}^2$, $E = 2.1 \cdot 10^6 \text{ кг/см}^2$, $z = 20 \text{ см}$, $L = 310 \text{ см}$, $\lambda = 15 \text{ см}$, $S = 14100 \text{ кг/см}$, $\omega = 196 \text{ сек}^{-1}$, $m = 0.368 \text{ кг сек}^2/\text{см}$, $\sigma_T = 2500 \text{ кг/см}^2$, $I = 30 \text{ кг сек}$; $K_1 = 15000 \text{ кг/см}^2$, $K_2 = 0.0389 \text{ см}^2$, $\nu = 1474.6 \text{ кг сек/см}^2$, $t_0 = 0.895 \text{ сек}$, $\alpha = 17$.



Фиг. 6

Приводим расчетные и усредненные опытные значения основных параметров для образцов из стали Ст. 3:

Параметры	τ сек	$\sigma(\tau)$ кг/см ²	$\varepsilon(\tau)$ %	t_m сек	$\varepsilon(t_m)$ %	$\sigma(t_m)$ кг/см ²	$y(t_m)$ см
Расчетные	0.00147	4287	0.204	0.0201505	1.3069	2500	0.76
Опытные		4310		0.024	1.2	2350	0.74

На фиг. 6 показана осциллограмма, полученная при испытании образца из стали марки Ст. 5 ($\sigma_T = 3750 \text{ кг/см}^2$) с зарегистрированными во времени перемещением установки, напряжением и деформацией образца.

Поступила 15 VIII 1961

ЛИТЕРАТУРА

1. Taylor D. B. C. J. of Mech. and Phys. of Solids, 1954, vol. 3, № 1, The dynamic straining of metals having definite yield points.
2. Cottrell A. H., Bilby B. A. Proc. Phys. Soc. London, 1949, v. 62A, Dislocation theory of yielding and strain ageing of iron.
3. Campbell J. D. Acta metallurgica, 1953 v. 1, № 6, The dynamic yielding of mild steel.
4. Надаи А. Пластичность и разрушение твердых тел. ИИЛ, 1954.
5. Davis E. A. J. of Applied Mechanics, 1938, vol. 5, № 4. The effect of the speed of stretching and the rate of loading on the yielding of mild steel.