

Физико-феноменологическая модель сопротивления металлов пластической деформации для расчета технологических процессов обработки металлов давлением. Сообщение 2. Частные случаи модели и ее экспериментальная проверка

В. М. Грешнов, Ф. Ф. Сафин, М. В. Грешнов

Уфимский государственный авиационный технический университет, Уфа, Россия

Рассмотрены частные случаи модели применительно к условиям холодной, теплой и горячей деформации. С помощью экспериментальных диаграмм деформирования определены параметры модели. На примере группы мало-, среднеуглеродистых и малолегированных сталей показано, что предложенная модель удовлетворительно описывает сопротивление деформации в широком температурно-скоростном диапазоне с учетом влияния истории нагружения, обусловленной зависимостью скорости деформации от времени.

Ключевые слова: модель, экспериментальные диаграммы, история нагружения, деформация.

Введение. Ранее [1] предложена модель сопротивления металлов пластической деформации, которая при $\dot{\varepsilon}_i = \text{const}$ имеет вид

$$\sigma_i = \alpha \bar{m} G(T) b \left[1 - \frac{2,5kT}{G(T)b^3} \ln \frac{\dot{\varepsilon}_0}{\dot{\varepsilon}_i} \right] \times \left[\frac{\dot{\varepsilon}_i (\nu_{sg} b \lambda)^{-1} \left[\exp\left(\frac{\varepsilon_i}{\dot{\varepsilon}_i} \nu_{sg}\right) - 1 \right] + \rho_{s0}}{\exp\left(\frac{\varepsilon_i}{\dot{\varepsilon}_i} \nu_{sg}\right)} \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где

$$\nu_{sg} = \nu_D b \sqrt{\rho_s} \exp\left(-\frac{G(T)b^3 - 1,443 \sigma_i b^2 (\rho_s)^{-1/2}}{2,5kT}\right). \quad (2)$$

С целью учета истории нагружения, обусловленной зависимостью $\dot{\varepsilon}_i(t)$, при расчетах технологических операций и процессов обработки металлов давлением (ОМД) на ПЭВМ с использованием метода конечных элементов (МКЭ) модель представлена в форме оператора

$$\sigma_{i(g)}(\varepsilon_{i(g)}) = \alpha \bar{m} G(T) b \left[1 - \frac{2,5kT}{G(T)b^3} \ln \frac{\dot{\varepsilon}_0}{\dot{\varepsilon}_{i(g)}} \right] \sqrt{\rho_{s(g)}}, \quad (3)$$

где

$$\rho_{s(g)} = \rho_{s(g-1)} + d\rho_{s(g)};$$

$$d\rho_{s(g)} = \left[\frac{1}{b\lambda} - \frac{\rho_{s(g-1)}}{\dot{\varepsilon}_{i(g)}} \nu_D b \sqrt{\rho_{s(g-1)}} \times \right. \\ \left. \times \exp\left(-\frac{G(T)b^3 - 1,443\sigma_{i(g-1)} b^2 / \sqrt{\rho_{s(g-1)}}}{2,5 kT} \right) \right] d\bar{\varepsilon}_{i(g)};$$

$$\dot{\varepsilon}_{i(g)} = d\bar{\varepsilon}_{i(g)} / t_{(g)}; \quad d\bar{\varepsilon}_{i(g)} = \left(\frac{2}{3} d\varepsilon_{ij(g)} d\varepsilon_{ij(g)} \right)^{1/2}; \quad \varepsilon_{i(g)} = \varepsilon_{i(g-1)} + d\bar{\varepsilon}_{i(g)},$$

остальные обозначения соответствуют приведенным ранее [1].

В данной работе рассматриваются частные случаи модели, связанные с существующим разделением в теории ОМД деформации на холодную ($T < 0,2T_{пл}$), теплую ($0,4T_{пл} \geq T \geq 0,2T_{пл}$), горячую ($T > 0,4T_{пл}$) и соответствующим подразделением технологических процессов на холодную, теплую и горячую штамповку. Приводятся также результаты экспериментального изучения влияния T , $\dot{\varepsilon}_i$ и $\dot{\varepsilon}_i(t)$ на сопротивление деформации $\sigma_i(\varepsilon_i)$ ряда качественных конструкционных сталей и их сравнение с рассчитанными по разработанной модели.

Методика и результаты экспериментального исследования. По результатам осадки (сжатия) цилиндрических образцов при $T = (20...850)^\circ\text{C}$ и скоростях деформации $6 \cdot 10^{-3}$, $6 \cdot 10^{-2}$ и $1,3 \cdot 10^{-1} \text{ c}^{-1}$ строили истинные диаграммы деформирования $\sigma_i(\varepsilon_i)$ сталей 10кп, 20кп, 20Г2Р и 38ХГНМ. Химический состав сталей приведен в работе [2].

Образцы диаметром 6 и высотой 7 мм изготавливали из горячекатаных прутков диаметром 13 мм. Прутки предварительно подвергали сфероидизирующему отжигу. Для исключения влияния на σ_i контактного трения на торцах образцов выполняли конические углубления с основанием конуса 5,0 и высотой 0,5 мм. Углубления перед осадкой плоскими шлифованными бойками на универсальной испытательной машине 1231У-10 заполняли смазкой – смесью порошкообразного графита и машинного масла. Это обеспечивало однородную деформацию образцов до $\varepsilon_i = 0,6$. Экспериментальную проверку учета моделью изменения $\dot{\varepsilon}_i$ в процессе деформации проводили на примере стали 10кп при $T = 750^\circ\text{C}$. Осадку образцов осуществляли со ступенчатым изменением $\dot{\varepsilon}_i$. Диаграмму $\sigma_i(\varepsilon_i)$ при конкретных термомеханических параметрах строили по данным испытания пяти образцов с последующим осреднением по σ_i .

Результаты исследования для сталей 10кп и 38ХГНМ приведены на рис. 1. Отражаемые ими закономерности влияния величин T и $\dot{\varepsilon}_i$ на σ_i аналогичны полученным при исследовании других сталей и не являются новыми. Эксперименты проводили с целью определения некоторых параметров модели и сравнения полученных данных с расчетными.

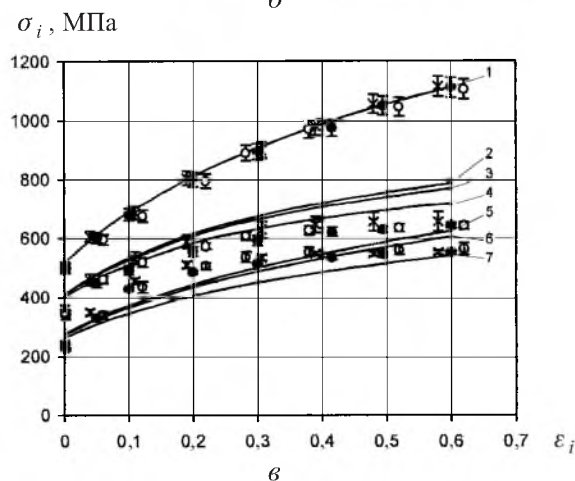
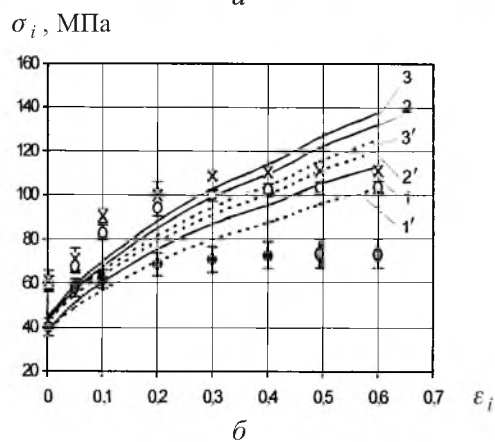
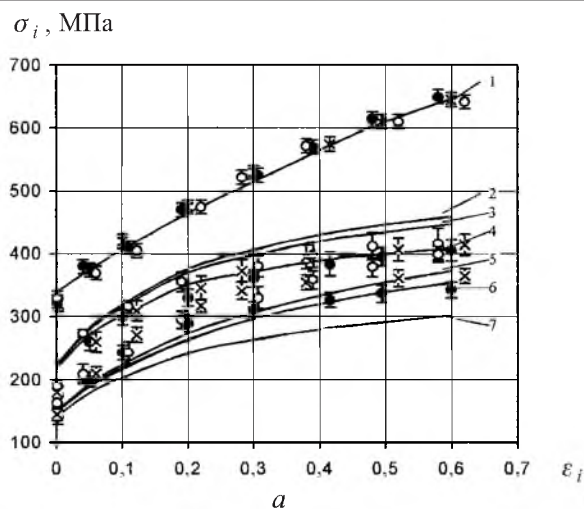


Рис. 1. Экспериментальные (точки) и теоретические (линии) диаграммы деформирования сталей 10кп (а, б) и 38ХГНМ (в): ● – $\dot{\epsilon}_i = 6 \cdot 10^{-3} \text{ c}^{-1}$, ○ – $\dot{\epsilon}_i = 6 \cdot 10^{-2} \text{ c}^{-1}$, × – $\dot{\epsilon}_i = 1,3 \cdot 10^{-2} \text{ c}^{-1}$; а, в: 1 – $T = 20^\circ\text{C}$; 2, 3, 4 – $T = 150^\circ\text{C}$ при $\dot{\epsilon}_i = 1,3 \cdot 10^{-1}, 6 \cdot 10^{-2}, 6 \cdot 10^{-3} \text{ c}^{-1}$ соответственно; 5, 6, 7 – $T = 450^\circ\text{C}$ при $\dot{\epsilon}_i = 1,3 \cdot 10^{-1}, 6 \cdot 10^{-2}$ и $6 \cdot 10^{-3} \text{ c}^{-1}$ соответственно; б: 1, 2, 3 – $T = 750^\circ\text{C}$ при $\dot{\epsilon}_i = 6 \cdot 10^{-3}, 6 \cdot 10^{-2}, 1,3 \cdot 10^{-1} \text{ c}^{-1}$ соответственно и $\lambda = 0,767 \cdot 10^{-4} \text{ см}$; 1', 2', 3' – $\dot{\epsilon}_i = 6 \cdot 10^{-3}, 6 \cdot 10^{-2}, 1,3 \cdot 10^{-1} \text{ c}^{-1}$ и $\lambda = 0,956 \cdot 10^{-4} \text{ см}$.

Холодная пластическая деформация. Согласно полученным ранее данным [2], полагаем, что при холодной пластической деформации дислокации преодолевают барьеры силовым способом, т.е. энергия активации преодоления барьеров полностью обеспечивается работой действующих напряжений. Уравнения, положенные в основу модели (1)–(3) [1], имеют вид

$$\dot{\varepsilon}_i = \dot{\varepsilon}_0 \exp \left[- \frac{0,4G(T)b^3 - 0,577 \sigma_i b^2 (\rho_s)^{-1/2}}{kT} \right]; \quad (4)$$

$$\nu_{sg} = \nu_0 \exp \left[- \frac{0,4G(T)b^3 - 0,577 \sigma_i b^2 (\rho_s)^{-1/2}}{kT} \right]. \quad (5)$$

Из (4) и (5) следует математическая формулировка условий холодной деформации:

$$0,4G(T)b^3 = 0,577 \sigma_i b^2 (\rho_s)^{-1/2}; \quad (6)$$

$$\dot{\varepsilon}_0 = \dot{\varepsilon}_i, \quad \nu_0 = \nu_{sg}, \quad \nu_{sg} = \dot{\varepsilon}_i. \quad (7)$$

Подставляя (6), (7) в (1) и (2), для холодной деформации получаем

$$\sigma_i = \alpha \bar{m} G b \left\{ \frac{(b\lambda)^{-1} [\exp(\varepsilon_i) - 1] + \rho_{s0}}{\exp(\varepsilon_i)} \right\}^{1/2}. \quad (8)$$

Уравнение (8) в [2] было записано на основании инвариантности σ_i от $\dot{\varepsilon}_i$ при холодной деформации, а также анализа размерностей и обработки экспериментальных диаграмм $\sigma_i(\varepsilon_i)$. В данном случае оно получило теоретическое обоснование как частный случай общего уравнения (1), (2).

Предел текучести жесткопластического тела, определяемый при $\varepsilon_i = 0$, равен

$$\sigma_T = \alpha \bar{m} G b \sqrt{\rho_{s0}}. \quad (9)$$

Уравнение (8) хорошо описывает диаграммы деформирования при холодной пластической деформации [3] (на рис. 1,а,в кривые 1) при значениях параметров, представленных в табл. 1. Поэтому холодную пластическую деформацию можно определить как деформацию, при которой дислокации преодолевают барьеры силовым способом, что и обуславливает нечувствительность σ_i к $\dot{\varepsilon}_i$. Поскольку в металлах всегда присутствуют непреодолимые силовым способом барьеры (например, границы зерен), отсутствие термоактивируемых перестроек структуры при холодной деформации приводит к интенсивному повышению плотности неподвижных дислокаций и соответствующему упрочнению в интервале малых и развитых пластических деформаций $\varepsilon_i \leq 1,0$ (на рис. 1,а,в кривые 1).

Т а б л и ц а 1

Значения параметров уравнения (8) для исследуемых сталей при $T = 20^\circ\text{C}$

Сталь	α	\bar{m}	$b \cdot 10^{-8}$, см	G , МПа	$\lambda \cdot 10^{-4}$, см	$\rho_{s0} \cdot 10^{10}$, см ⁻²
10кп	0,223	3,1	3,0	78000	0,767	2,9
20кп	0,223	3,1	3,0	85000	1,200	5,1
20Г2Р	0,223	3,1	3,0	81000	0,800	6,0
38ХГНМ	0,223	3,1	3,0	84400	0,423	8,7

Отметим, что известное эмпирическое уравнение $\sigma_i = \alpha \bar{m} G b \sqrt{\rho}$ выводится из условия силового преодоления дислокациями барьеров (6) в виде

$$\sigma_i = 0,693 G b \sqrt{\rho_s}. \quad (10)$$

При значении фактора Тейлора $\bar{m} = 3,1$ имеем $\alpha = 0,693/3,1 = 0,223$ для большинства металлов при холодной деформации. В работах [2, 3] в результате обработки экспериментальных диаграмм деформирования для ряда сталей получено значение $\alpha = 0,22$.

Пластическая деформация (теплая и горячая) при повышенных температурах. Согласно существующим представлениям, теплая и горячая деформации отличаются механизмами разупрочнения [4]. Высокотемпературный интервал деформации обусловлен процессом динамической рекристаллизации, которая эффективно уменьшает плотность неподвижных дислокаций. В низкотемпературном интервале частичное разупрочнение обусловлено динамическим возвратом, суть которого заключается в обходе винтовыми дислокациями барьеров при поперечном скольжении. Поскольку параметры термоактивируемых микромеханизмов разупрочнения для обоих интервалов изначально берутся одинаковыми, не представляется возможным в рамках разработанной модели четко выделить условия теплой и горячей деформации, как это сделано для холодной. Физически же, как известно [4], выделение горячей деформации в отдельный вид оправдано протеканием процесса динамической рекристаллизации.

При анализе экспериментальных диаграмм деформирования сталей, в том числе приведенных на рис. 1, с помощью модели (3) при повышенных T и разных $\dot{\epsilon}_i$ установлено, что скорость деформации $\dot{\epsilon}_0$ в (4) зависит от плотности неподвижных дислокаций ρ_s , как и v_0 в (5), т.е. $\dot{\epsilon}_0 = \dot{\epsilon}_* b \sqrt{\rho_s}$. При этом для исследуемых сталей имеем $\dot{\epsilon}_* \cong 9 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. Однако полученный результат требует пояснения. Дело в том, что если под $\dot{\epsilon}_0$ в (4) понимать скорость деформации в идеальном случае отсутствия барьеров для дислокаций, когда все подвижные дислокационные сегменты остаются подвижными, то можно показать с использованием известного уравнения $\dot{\epsilon} = b \rho_g v$ (v – скорость скольжения дислокаций при наличии барьеров), что

$$\dot{\epsilon}_0 = b^2 c \rho_g \sqrt{\rho_s}, \quad (11)$$

где c – скорость звука в металле; ρ_g – скалярная плотность подвижных дислокаций.

Сравнение (11) с установленным эмпирическим соотношением для указанных сталей $\dot{\epsilon}_0 = \epsilon_* b \sqrt{\rho_s}$ дает $\dot{\epsilon}_* = bc\rho_g$. Следовательно, $\dot{\epsilon}_*$ не является постоянной для материала, а зависит от ρ_g . Оценка $\dot{\epsilon}_* \cong 3 \cdot 10^{-8} \times 3 \cdot 10^5 \cdot 10^9 \cong 9 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ показывает, что полученное экспериментально значение $\dot{\epsilon}_* = 9 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ соответствует некоторой средней плотности подвижных дислокаций $\rho_g = 10^9 \text{ см}^{-2}$. Величина $\rho_g = 10^9 \text{ см}^{-2}$ – реальная для сталей при умеренных $\dot{\epsilon}$ и со средней плотностью неподвижных дислокаций ρ_s порядка 10^{10} см^{-2} [2].

Параметр междислокационного взаимодействия α с повышением температуры T уменьшается по единой для сталей зависимости. Однако полиморфное превращение $\text{Fe}_\alpha \rightarrow \text{Fe}_\gamma$ при $T = 727^\circ\text{C}$ убедительно и вполне объяснимо. Если в интервале $20 < T < 727^\circ\text{C}$ уравнение (3) удовлетворительно описывает экспериментальные зависимости $\sigma_i(\epsilon_i)$ при разных $\dot{\epsilon}_i$ (рис. 1,а,в), когда $\alpha(T)$ аппроксимируется выражением

$$\alpha = -1,625 \cdot 10^{-7} T^2 + 10,123 \cdot 10^{-5} T + 0,19176, \quad (12)$$

где T измеряется в К и при $T = 293 \text{ К}$ (20°C) $\alpha \cong 0,223$, то при $T = 750$ и 850°C удовлетворительное описание достигается (рис. 1,б) при допущении наличия скачка на зависимости $\alpha(T)$ при $T = 727^\circ\text{C}$ (рис. 2). В этом случае при $T \geq 727^\circ\text{C}$

$$\alpha = -1,625 \cdot 10^{-7} T^2 + 10,123 \cdot 10^{-5} T + 0,15176, \quad (13)$$

где 0,04 – величина скачка.

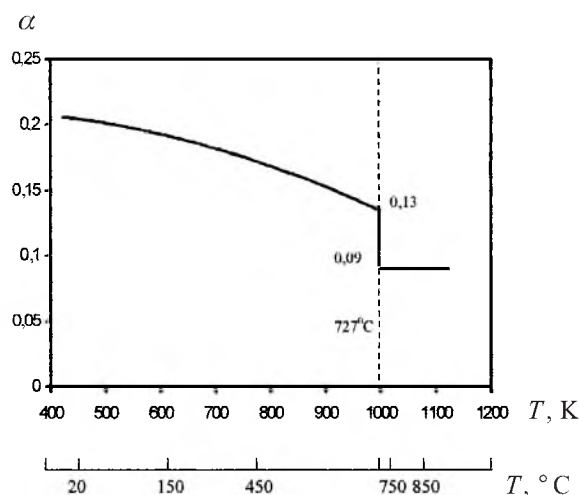


Рис. 2. Зависимость параметра междислокационного взаимодействия от температуры деформации сталей.

Принимаемые в расчетах значения модулей сдвига G для исследуемых сталей при различной температуре T приведены в табл. 2 [5]. Вышеизложенное свидетельствует о необходимости более детального анализа модели при температурах горячей деформации.

Т а б л и ц а 2

Используемые в расчетах значения G (МПа) для сталей при различных температурах

Сталь	$T, ^\circ\text{C}$			
	150	450	750	850
10кп	75000	68500	48000	47000
20кп	79000	70000	52000	51000
20Г2Р	78000	70000	51000	50000
38ХГНМ	77000	70000	53000	52000

Известно [6], что при температуре полиморфного превращения $\text{Fe}_\alpha \rightarrow \text{Fe}_\gamma$ скачкообразно увеличивается период решетки Fe от $2,9 \cdot 10^{-8}$ до $3,6 \cdot 10^{-8}$ см. При этом примерно также изменяется средний модуль вектора Бюргерса дислокаций. Однако выполненные расчеты показали, что уточнение значения модуля вектора Бюргерса практически не дает улучшения описания моделью экспериментальных зависимостей $\sigma_i(\varepsilon_i)$.

Превращение $\text{Fe}_\alpha \rightarrow \text{Fe}_\gamma$ может привести также к скачкообразному увеличению средней длины свободного пробега дислокаций λ , что достаточно очевидно. При превращении $\text{Fe}_\alpha \rightarrow \text{Fe}_\gamma$ резко возрастает растворимость углерода в Fe_γ по сравнению с растворимостью в Fe_α , что обуславливает растворение основной упрочняющей фазы – цементита [6]. В доэвтектоидных сталях это может вызвать существенное увеличение λ по сравнению с $T < 727^\circ\text{C}$. Поэтому принятое в модели допущение о независимости λ от T и других факторов, которое при $T < 727^\circ\text{C}$ не приводит к большой погрешности в вычислении σ_i , при $T > 727^\circ\text{C}$ может быть необоснованным.

Установлено, что для исследуемой номенклатуры сталей увеличение λ при $T > 727^\circ\text{C}$ в 1,247 раза дает лучшее совпадение экспериментальных и теоретических зависимостей $\sigma_i(\varepsilon_i)$ – на рис. 1, б пунктирные линии. С учетом известного из литературных источников разброса экспериментальных значений сопротивления деформации у одних и тех же металлов точность описания зависимостей $\sigma_i(\varepsilon_i)$ в широком диапазоне T и $\dot{\varepsilon}_i$ (рис. 1) следует считать удовлетворительной.

Приведенные на рис. 1 теоретические диаграммы деформирования при холодной деформации рассчитывали по (8), для повышенных температур – по (3). При этом задавали $d\bar{\varepsilon}_i = 0,1$. Ранее [1] было показано, что $d\bar{\varepsilon}_i$ необходимо выбирать из условия

$$d\bar{\varepsilon}_i >> \frac{\dot{\varepsilon}_0}{v_0} = \frac{\dot{\varepsilon}_* b \sqrt{\rho_s}}{v_D b \sqrt{\rho_s}} = \frac{\dot{\varepsilon}_*}{v_D} = \frac{9 \cdot 10^6}{10^{12}} = 9 \cdot 10^{-6}. \quad (14)$$

Проверка расчетом подтвердила, что при $d\bar{\varepsilon}_i \leq 9 \cdot 10^{-6}$ теоретические кривые $\sigma_i(\varepsilon_i)$ при температурах горячей деформации свидетельствуют об интенсивном упрочнении, характерном для холодной деформации, т.е. процессы разупрочнения при $d\bar{\varepsilon}_i \leq 9 \cdot 10^{-6}$ не успевают протекать.

Установлено, что при $d\bar{\varepsilon}_i = 0,15$ при температурах горячей деформации теоретические диаграммы $\sigma_i(\varepsilon_i)$ в случае малых $\dot{\varepsilon}_i$ имеют волнистый характер: с повышением $\dot{\varepsilon}_i$ на них наблюдается только один пик (рис. 3). Из этого следует, что модель отражает известные и часто наблюдаемые экспериментально закономерности горячей деформации [4], когда на установившейся стадии происходит чередование циклов упрочнения и разупрочнения, обусловленное цикличностью динамической рекристаллизации, с повышением $\dot{\varepsilon}_i$ на кривых имеет место также один пик. Следовательно, $d\bar{\varepsilon}_i = 0,15 \cong \varepsilon_{кр}$, где $\varepsilon_{кр}$ – критическая степень деформации, при которой происходит создание необходимой для рекристаллизации дислокационной структуры [4].

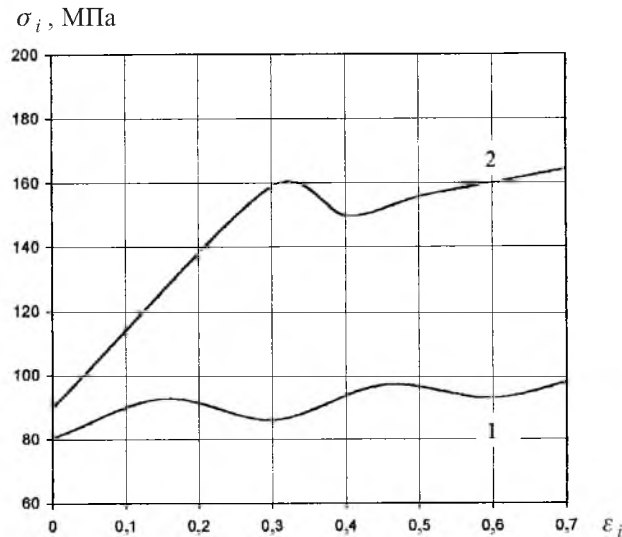


Рис. 3. Теоретические диаграммы деформирования стали 38ХГНМ при $T = 850^\circ\text{C}$ и $d\bar{\varepsilon}_i = 0,15$: 1 – $\dot{\varepsilon}_i = 6 \cdot 10^{-3} \text{ c}^{-1}$; 2 – $\dot{\varepsilon}_i = 6 \cdot 10^{-2} \text{ c}^{-1}$.

По (3) моделировали также деформирование стали 10кп до накопленной $\varepsilon_i = 0,6$ при $T = 750^\circ\text{C}$ со ступенчатым изменением $\dot{\varepsilon}_i$ по следующим режимам: 1) $\dot{\varepsilon}_i = \text{const} = 10^{-2} \text{ c}^{-1}$ (на рис. 4 кривая 1); 2) до $\varepsilon_i = 0,4$ деформировали с $\dot{\varepsilon}_i = 10^{-3} \text{ c}^{-1}$, далее до $\varepsilon_i = 0,6$ с $\dot{\varepsilon}_i = 10^{-2} \text{ c}^{-1}$ (кривая 2); 3) до $\varepsilon_i = 0,4$ с $\dot{\varepsilon}_i = 1,3 \cdot 10^{-1} \text{ c}^{-1}$, далее с $\dot{\varepsilon}_i = 10^{-2} \text{ c}^{-1}$ (кривая 3).

Результаты расчета и эксперимента (рис. 4) наглядно демонстрируют возможности модели по учету истории нагружения, связанной с $\dot{\varepsilon}_i(t)$.

Таким образом, предложенная модель удовлетворительно описывает пластическую деформацию при одноосном напряженном состоянии и активном нагружении в широком температурно-скоростном диапазоне, в котором основным механизмом деформации служит дислокационное скольжение в

зерна. Известно [4], что при деформировании существующих конструкционных сплавов в широком температурном интервале и скоростях деформации, реализующихся при использовании имеющегося парка кузнечно-штамповочного оборудования, дислокационный механизм деформации является основным.

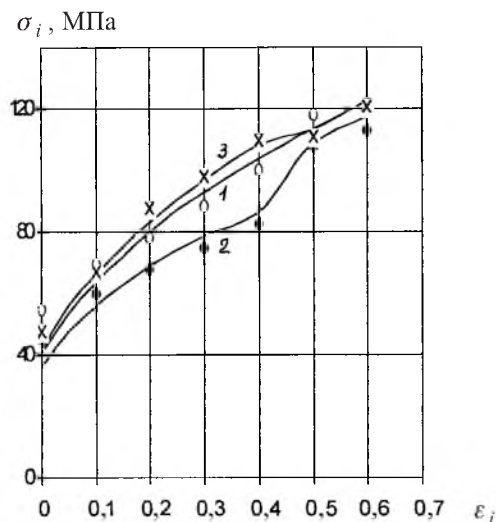


Рис. 4. Влияние ϵ_i на сопротивление деформации σ_i стали 10кп при $T = 750^\circ\text{C}$. (Точки – экспериментальные данные, сплошные линии – расчетные.)

В основу модели положены наиболее фундаментальные и общие положения физики пластической деформации металлических материалов. Поэтому есть основания полагать, что модель должна описывать пластическую деформацию при обработке металлов давлением достаточно широкой номенклатуры сплавов. Адаптация модели к каждой конкретной группе материалов может быть связана с установлением для них своей зависимости $\alpha(T)$. Однозначный ответ о возможности применимости модели для описания различных материалов может быть получен при проведении специальных исследований.

Модель предназначена для математической постановки краевых задач технологической пластичности. Для описания пластической деформации при объемных схемах напряженно-деформированного состояния модель должна использоваться совместно с определяющими соотношениями теории пластичности, неотъемлемой частью которых она является.

Применение модели совместно с определяющими соотношениями теории пластичности изотропного материала с анизотропным упрочнением для описания технологических процессов холодной объемной штамповки, протекающих как в условиях простого, так и сложного нагружений, показано в [3, 7]. При горячей пластической деформации анизотропия механических свойств не возникает. Поэтому для описания процессов горячей штамповки модель следует применять с определяющими соотношениями теории течения изотропного материала.

Выводы

1. Разработана модель сопротивления металлов пластической деформации (скалярное соотношение), которая удовлетворительно описывает диаграммы деформирования мало-, среднеуглеродистых и малолегированных сталей в широком интервале температур, включающем холодную, теплую и горячую деформации, а также в широком диапазоне скоростей деформации при активном нагружении. Для ее применения в расчетах необходимо иметь только экспериментальную зависимость $\sigma_i(\varepsilon_i)$ при холодной деформации, по которой определяются два параметра модели – ρ_{s0} и λ .

2. Модель предназначена для постановки и решения краевых задач технологической пластичности с целью моделирования технологических операций и процессов обработки металлов давлением и обеспечивает последовательный учет истории нагружения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования РФ. Грант Т00-6.4-963.

Резюме

Розглянуто окремі випадки моделі стосовно умов холодної, теплої та гарячої деформації. За допомогою експериментальних діаграм деформування визначено її параметри. На прикладі групи мало-, середньовуглецевих і малолегованих сталей показано, що запропонована модель задовільно описує опір деформації у широкому температурно-швидкісному діапазоні з урахуванням впливу історії навантаження, зумовленої залежністю швидкості деформації від часу.

1. Грешинов В. М., Сафин Ф. Ф., Грешинов М. В. Физико-феноменологическая модель сопротивления металлов пластической деформации для расчета технологических процессов обработки металлов давлением. Сообщ. 1. Постановка задачи и вывод общего уравнения // Пробл. прочности. – 2002. – № 6. – С. 107 – 115.
2. Грешинов В. М., Лавриненко Ю. А., Напалков А. В. Прогнозирование разрушения металлов в процессах холодной пластической деформации. Сообщ. 1. Приближенная модель пластической деформации и разрушения металлов // Там же. – 1999. – № 1. – С. 76 – 85.
3. Грешинов В. М., Боткин А. В., Лавриненко Ю. А., Напалков А. В. Прогнозирование разрушения металлов в процессах холодной пластической деформации. Сообщ. 2. Учет анизотропного упрочнения и экспериментальная проверка модели пластической деформации и разрушения // Там же. – № 2. – С. 74 – 84.
4. Полухин П. И., Горелик С. С., Воронцов В. К. Физические основы пластической деформации. – М.: Металлургия, 1982. – 584 с.
5. Марочник сталей и сплавов / Под общ. ред. В. Г. Сорокина. – М.: Машиностроение, 1989. – 640 с.

6. *Основы материаловедения* / Под ред. И. И. Сидорина. – М.: Машиностроение, 1976. – 436 с.
7. *Грешнов В. М., Боткин А. В., Напалков А. В., Лавриненко Ю. А.* Математическое моделирование многопереходных процессов холодной объемной штамповки на основе физико-математической теории пластического формообразования металлов. Ч. 1. Расчет напряженно-деформированного состояния // *Кузнеч.-штампов. пр-во.* – 2001. – № 8. – С. 33 – 37.

Поступила 08. 05. 2002