

И. В. КАЧАНОВ, д-р техн. наук, М. В. СТЕПАШКО, канд. техн. наук,  
В. Н. ШАРИЙ (БНТУ)

## РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ РАСЧЕТА ДИНАМИЧЕСКОГО ПРЕДЕЛА ТЕКУЧЕСТИ ПРИ ОДНООСНОМ РАСТЯЖЕНИИ МАТЕРИАЛОВ ИНЕРЦИОННОЙ НАГРУЗКОЙ

Современное развитие промышленного производства требует применения высокопроизводительных энерго- и ресурсосберегающих технологий, обеспечивающих получение изделий с высокими физико-механическими и эксплуатационными свойствами. В этой связи большими потенциальными возможностями обладают технологические процессы, основанные на использовании высоких скоростей деформирования. К их числу относятся скоростное горячее выдавливание, магнитно-импульсная штамповка, высокоскоростная ковка на молотах, штамповка взрывом и др., позволяющие за один удар получать высокоточные, не требующие дальнейшей механической обработки изделия широкого промышленного назначения (пуансоны, выталкиватели, прошивники, фрезы, электрод-инструменты и т. д.), отвечающие требованиям эксплуатации в экстремальных условиях. Эффективность указанных процессов значительно возрастает за счет их реализации в режиме высокотемпературной термомеханической обработки (ВТМО), позволяющей дополнительно снизить трудо- и энергозатраты и зафиксировать в изделиях благоприятные структурные изменения, вызванные высокой скоростью деформации [1, 2].

Использование материалов в условиях ударных нагрузок, а также разработка новых технологических процессов, основанных на применении импульсного нагружения, требуют знания динамических характеристик материала, в частности предела текучести  $\sigma_T$  и постоянной пластичности  $k$ , при различных температурно-скоростных режимах формоизменения. Однако использование предела текучести, полученного при статических испытаниях  $\sigma_{T,ст}$ , приводит к существенным ошибкам в расчетах, так как в ряде случаев динамический предел текучести  $\sigma_{T,д}$  в 2–3 раза превышает статический. К тому же извест-

но, что предел текучести не может быть использован в расчетах как некоторая константа, так как его значение зависит от скорости нагружения. Для целого ряда материалов величина  $\sigma_{тд}$  вообще не определена, что весьма усложняет расчеты технологических процессов [3].

В настоящее время для определения динамического предела текучести  $\sigma_{тд}$  и постоянной пластичности  $k$  в основном используются разнообразные экспериментальные методы ударного растяжения стандартных образцов, которые в ряде случаев дополняются данными о поведении материалов при скоростной осадке, кручении, технологических испытаниях [4–6]. Оценивая современные методы испытаний на ударное растяжение, следует отметить их трудоемкость (для проведения испытаний необходимо использование специальных опытных образцов), недостаточно высокую корректность (при высоких скоростях нагружения регистрируемая нагрузка в момент шейкообразования или разрушения включает инерционную составляющую, величина которой соизмерима с определяемой нагрузкой [6]), сложность реализации (при испытаниях с разрывом необходимо использовать системы охлаждения, устраняющие влияние источника высокой температуры на показания тензодатчиков, а также дополнительные устройства, исключающие теплопотери нагретого образца в захватах машины [5]).

Лишенным подобных недостатков является новый теоретически обоснованный способ определения динамического предела текучести при одноосном растяжении образца инерционной нагрузкой. Указанную инерционную нагрузку можно получить при деформации образцов по схеме ударного выдавливания на установках импульсного действия при нагружении образцов пуансонами переменной массы, которые разгоняются до скорости  $v_0 = 90 - 140$  м/с [1].

Для решения поставленной задачи используем метод верхней оценки, основанный на применении разрывных полей линий скольжения, учитывающий кинематику и динамику процесса и позволяющий получить конечное уравнение в замкнутой аналитической форме. Поскольку в процессе деформирования скорость пуансона носит затухающий характер, это приводит к замедленному движению (с отрицательным ускорением) стержневой части на выходе из очага матрицы. Результатом такого движения является формирование инер-

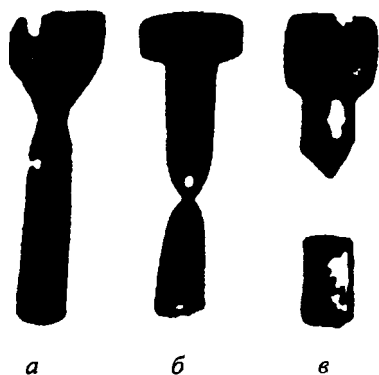


Рис. 1. Шейкообразование (а), пластическое разрушение (б), хрупкое разрушение (в) под действием инерционной растягивающей нагрузки: а – 5ХНМ,  $T = 860^\circ\text{C}$ ; б – 5ХЗВЗМФС,  $T = 1150^\circ\text{C}$ ; в – КЧ37-12,  $T = 950^\circ\text{C}$

ционной растягивающей нагрузки, под действием которой происходит шейкообразование (рис. 1, а) или разрушение стержневой части изделия (рис. 1, б, в) по схеме одноосного растяжения [3].

Для проведения расчета используем кинематически возможное разрывное поле скоростей (рис. 2, а), состоящее из жестких однородных блоков 0, 1, 2, 3. Вид разрушения при динамических испытаниях образцов на разрыв при выдавливании их через очко матрицы, как показали наши исследования, с высокой степенью точности характеризует при-

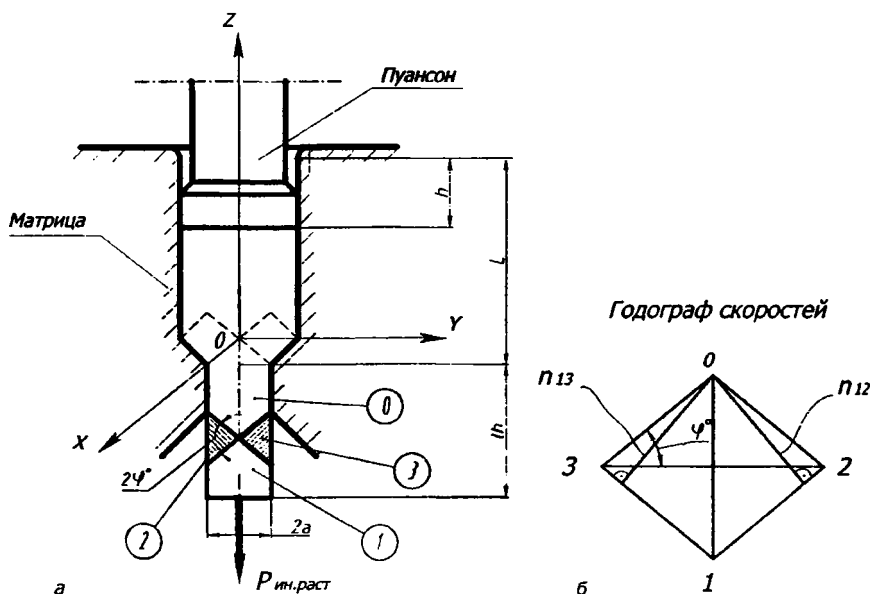


Рис. 2. Схема нагружения образцов, принятая для анализа процесса одноосного растяжения инерционной нагрузкой: а – кинематически возможное поле линий скольжения; б – его годограф скоростей

нятое для расчетов разрывное поле скоростей. Это поле для расчета напряжения при статическом растяжении рекомендовано в работе [5]. Разрушение происходило с образованием характерного конуса (рис. 1), отвечающего тому, который образован линиями границ блоков 0-2 и 0-3 (рис. 2, а).

В кинематически возможном поле, принятом для теоретического анализа, очаг пластической деформации находится внутри треугольных блоков 2 и 3 (рис. 2, а). Для полей такого класса характерно постоянное значение скорости и ускорения для всех точек данного блока. В то же время на граничных поверхностях между выделенными жесткими блоками допускается разрыв векторов скорости и ускорения. Рассмотрим разрыв вектора скорости при прохождении деформируемой среды через такую поверхность.

На рис. 3 показан след  $l_{rs}$  поверхности разрыва скорости, перпендикулярной плоскости течения, которая совпадает с плоскостью рисунка. Линия  $l_{rs}$  разделяет две области деформируемой среды  $r$  и  $s$ . В точке  $M$  на поверхности разрыва скорость области  $r$  задана вектором  $\vec{v}_r$ . При переходе в область  $s$  скорость меняется скачком до значения  $\vec{v}_s$ . Из условия неразрывности деформируемой среды следует, что ее поток до и после поверхности разрыва остается неизменным. Вследствие этого нормальные компоненты скорости  $(\vec{v}_n)_r$  и  $(\vec{v}_n)_s$  должны быть постоянными, а разрыв вектора скорости от  $\vec{v}_r$  до  $\vec{v}_s$  должен проходить только за счет его касательной к поверхности разрыва составляющей, т. е.

$$\vec{v}_{rs} = \vec{v}_{\tau s} - \vec{v}_{\tau r}. \quad (1)$$

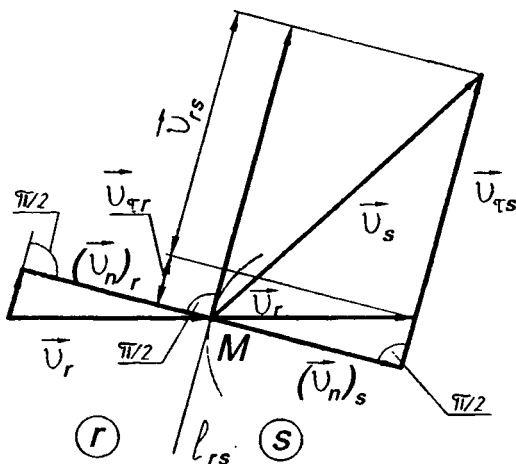


Рис. 3. Скачок вектора скорости точек деформируемой среды при пересечении поверхности разрыва

Для теоретического исследования процесса разработана расчетная физико-математическая модель, основанная на следующих допущениях: материал заготовки однородный, несжимаемый, изотропный, жесткопластический, удовлетворяющий критерию Губера-Мизеса; формирование очага пластической деформации происходит в начальный момент одноосного растяжения образца под действием инерционной нагрузки; вид поля линий скольжения в каждый момент времени не зависит от абсолютной скорости и ее изменения в процессе растяжения (квазистатическая задача); силы инерции не оказывают влияния на кинематику формоизменения (псевдостационарное течение). Из последнего допущения следует, что принимаемый для расчета и соответствующий данному полю годограф скоростей (рис. 2, б) сохраняет свое первоначальное направление.

Для построения годографа вначале из точки  $O$  (полюс годографа) в точку  $1$  проводился направленный отрезок  $\vec{v}_{01} = \vec{v}_0$  ( $v_{01}$  – скорость блока 1,  $v_0$  – скорость пуансона). Затем из этой же точки  $O$  проводился луч, параллельный вектору скорости во втором блоке, а из точки  $1$  – луч, параллельный линии раздела первого и второго блоков. Пересечение лучей происходит в точке 2. Вектор  $\vec{v}_{02}$  является скоростью во втором блоке, а вектор  $\vec{v}_{12}$  – скачком (разрывом тангенциальной составляющей) скорости на границе блоков 1 и 2. Далее из точки  $O$  проводился луч, параллельный вектору скорости в третьем блоке, а из точки  $1$  – луч, параллельный линии раздела блоков 1 и 3. Пересечение лучей происходит в точке 3. Вектор  $\vec{v}_{03}$  является скоростью в блоке 3, а вектор  $\vec{v}_{13}$  – тангенциальным разрывом скорости на границе блоков 1 и 3. В соответствии с рекомендациями [2, 7] при решении динамических задач определяются нормальные компоненты скорости на поверхностях разрыва, для чего из полюса годографа опускаются перпендикуляры на соответствующие поверхности разрыва и впоследствии в принятом масштабе определяются длины этих отрезков (перпендикуляры  $n_{12}$  и  $n_{13}$  на рис. 2, б).

При решении задачи процесс динамического растяжения представим как мгновенную задержку верхней части профиля силами сопротивления деформации, возникающими при выдавливании заготовки через очко матрицы. При этом будем считать, что зона 1 продолжает движение со скоростью  $v_{01}$ . Дальнейшее решение задачи

проведено исходя из условия баланса мощностей внешних  $W_a$  и внутренних  $W_{\text{внт}}$  сил:

$$W_a = W_{\text{внт}}. \quad (2)$$

Мощность внешних (активных) сил, определяемая как произведение удельного усилия растяжения  $q_{\text{дин}}$  на параметры поля  $a$ ,  $b$  и на скорость  $v_{01}$  отрывающейся части образца:

$$W_a = q_{\text{дин}} 2abv_{01}, \quad (3)$$

расходуется на преодоление внутренних реактивных сил, создающих сопротивление пластической деформации при динамическом растяжении.

Уравнение мощности внутренних (реактивных) сил имеет вид

$$W_{\text{внт}} = W_{\text{разр}} + W_{\text{дин.р}}, \quad (4)$$

где  $W_{\text{разр}}$  – мощность сил собственного сопротивления скольжения на поверхностях разрыва скорости, определяемая из уравнения

$$W_{\text{разр}} = \sum 2kbl_{rs}v_{rs}. \quad (5)$$

Здесь  $k$  – постоянная пластичности;  $b$  – параметр поля;  $l_{rs}$  – длины линий разрыва кинематически возможного поля линий скольжения, где  $r$  и  $s$  – номера областей, разделяемых соответствующей линией;  $v_{rs}$  – разрывы скоростей на линиях, разграничивающих области  $r$  и  $s$ .

Мощность динамического воздействия  $W_{\text{дин.р}}$  на поверхностях разрыва скорости в соответствии с рекомендациями [2] определяется из выражения

$$W_{\text{дин.р}} = \sum \rho (v_n)_{rs} (v_{rs})^2 bl_{rs}, \quad (6)$$

где  $\rho$  – плотность материала (для стали  $\rho = 7850 \text{ кг/м}^3$ );  $(v_n)_{rs}$  – нормальные компоненты скорости на линиях разрыва.

Для определения входящих в уравнения (5), (6) величин используется поле, приведенное на рис. 2, а. Отличительным признаком такого поля является наличие у его годографа нормальных компонент скоростей, проведенных к линиям разрыва скорости (рис. 2, б, отрезки 1–2 и 1–3). Учитывая данный факт при определении  $W_{\text{разр}}$  и  $W_{\text{дин.р}}$  после преобразований и подстановки в (4) получаем

$$W_{\text{внт}} = \sum 2kb l_{rs} v_{rs} + \sum \rho b (v_n)_{rs} (v_{rs})^2 l_{rs} =$$

$$kb (l_{02} v_{02} + l_{03} v_{03} + l_{12} v_{12} + l_{13} v_{13}) +$$

$$\rho b \left[ (v_n)_{13} (v_{13})^2 l_{13} + (v_n)_{12} (v_{12})^2 l_{12} \right]. \quad (7)$$

Выражая длины границ блоков  $l_{rs}$  и скорости  $v_{rs}$ ,  $(v_n)_{rs}$  на поверхностях разрыва через ширину выдавливаемого профиля  $2a$  и величину варьируемого параметра  $\varphi$ , получаем систему зависимостей

$$\left. \begin{aligned} v_{02} = v_{03} = v_{12} = v_{13} &= \frac{v_{01}}{2 \sin \varphi}, \\ (v_n)_{13} = (v_n)_{12} &= v_{01} \sin (90 - \varphi) = v_{01} \cos \varphi, \\ (v_n)_{02} = (v_n)_{03} &= 0, \quad l_{02} = l_{03} = l_{12} = l_{13} = \frac{a}{\cos \varphi}, \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где  $v_{01}$  — скорость движения блока  $l$ .

Система уравнений (8) позволяет однозначно установить связь между кинематическими параметрами блоков пластической области и зоны  $l$  (рис. 2, а, б).

Произведя подстановку значений кинематических и геометрических параметров системы (8) в уравнение (7) и выполняя соответствующие преобразования, находим

$$W_{\text{внт}} = 2abk \frac{v_{01}}{\sin \varphi \cos \varphi} + 2ab\rho \frac{(v_{01})^3}{4 \sin^2 \varphi}. \quad (9)$$

Подставляя значения выражений (3) и (9) в (2), нетрудно найти величину удельных усилий  $q_{\text{дин}}$ , затраченных на динамическое растяжение образца:

$$q_{\text{дин}} = \frac{k}{\sin \varphi \cos \varphi} + \frac{\rho v_{01}^2}{4 \sin^2 \varphi} = q_{\text{стат}} + q_{\text{кин}}. \quad (10)$$

Уравнение (10) содержит статическую  $q_{\text{стат}}$  определяемую постоянной пластичности  $k$ , и кинематическую составляющую  $q_{\text{кин}}$  удельного усилия растяжения.

Оптимальное значение варьируемого параметра  $\varphi$ , приводящее к минимуму динамическое удельное усилие растяжения, найдем, приравняв производную  $\frac{\partial q_{\text{дин}}}{\partial \varphi}$  нулю. В этом случае после взятия производной из уравнения (10) и проведения преобразований приходим к следующему уравнению:

$$\operatorname{tg} 2\varphi - 4 \operatorname{ctg} \varphi = 1, \quad (11)$$

из которого находится оптимальное значение угла  $\varphi$ , составляющее в данном случае угол  $60^{\circ}49'$ . Экспериментальный угол  $\varphi$ , определяемый нами при динамическом растяжении чугуна, равен  $56-57^{\circ}$  (рис. 1,  $\epsilon$ ). При  $\varphi = 60^{\circ}$  уравнение (10) принимает вид

$$q_{\text{дин}} = \frac{4}{3} \sqrt{3} k + \frac{1}{3} \rho v^2, \quad (12)$$

где  $v$  – скорость течения материала.

Если учесть, что динамическое удельное усилие  $q_{\text{дин}}$  представляет собой динамическое напряжение  $\sigma_{\text{дин}}$  при скоростном растяжении, то уравнение (12) запишется

$$q_{\text{дин}} = \sigma_{\text{дин}} = \frac{4}{3} \sqrt{3} k + \frac{1}{3} \rho v^2 = \frac{4}{3} \sigma_{\text{ст}} + \frac{1}{3} \rho v^2, \quad (13)$$

где  $\sigma_{\text{ст}} = \sqrt{3} k$  – статический предел текучести, определяемый по критериальной зависимости Губера – Мизеса.

При определении динамического предела текучести  $\sigma_{\text{т.д}}$  примем во внимание выводы, изложенные в [9]. Автор этой работы отмечает, что при ударном растяжении материалов, нагретых до температуры штамповки, динамический предел текучести  $\sigma_{\text{т.д}}$  достаточно близок к динамическому пределу прочности  $\sigma_{\text{в.д}}$  и при испытаниях практически не выявляется. Учитывая сказанное, при определении величины  $\sigma_{\text{в.д}}$  будем исходить из условия, что  $\sigma_{\text{т.д}} = \sigma_{\text{в.д}}$ , т. е. устанавливая по (13) величину  $\sigma_{\text{дин}} = \sigma_{\text{в.д}}$ , считаем, что полученные результаты без большой погрешности можно использовать для определения динамического предела текучести  $\sigma_{\text{т.д}}$  исследуемых материалов.

Из изложенного выше можно сделать следующие выводы:



1) из уравнения баланса мощностей внешних и внутренних сил получена зависимость для определения динамических напряжений  $\sigma_{дин}$  в образце при одноосном растяжении выдавливаемого стержня силами инерции;

2) будучи полученной для условий одноосного растяжения, величина  $\sigma_{дин}$  может быть использована для определения динамического предела текучести  $\sigma_{тд}$  и постоянной пластичности  $k$  исследуемых материалов;

3) установлена удовлетворительная сходимостъ теоретических и экспериментальных данных при определении параметра поля – угла  $\varphi$ , принятого для решения задачи.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Качанов И. В. Скоростное горячее выдавливание стержневых изделий / Под ред. Л. А. Исаевича. – Мн.: УП «Технопринт», 2002. – 327 с.

2. Алюшин Ю. А. Теория обработки металлов давлением: Учеб. пособие. – Ростов н/Д, 1977. – С. 12–61.

3. Исаевич Л. А., Качанов И. В., Кондратюк В. Ф. Экспресс-метод динамических испытаний материалов на одноосное растяжение // Инженер-механик. – 2002. – № 2(15). – С. 9–12.

4. Агеев И. П., Каратушин С. И. Механические испытания металлов при высоких температурах и кратковременном нагружении. – М.: Металлургия, 1969. – 280 с.

5. Волошенко-Климовицкий Ю. А. Динамический предел текучести. – М.: Наука, 1965. – 179 с.

6. Высокоскоростное, малоотходное деформирование металлов в штампах / Под ред. В. Г. Кононенко. – Харьков: Вища шк., 1985. – 176 с.

7. Томленов А. Д. Теория пластического деформирования металлов. – М.: Металлургия, 1972. – 408 с.

8. Тутышкин Н. Д. Анализ напряженного состояния и удельных усилий при плоском выдавливании с учетом сил инерции // Технология машиностроения. – Тула, 1972. – Вып. 22. – С. 25–41.

9. Жученко А. Н. Влияние сил инерции на процесс высокоскоростного выдавливания поковок // Высокоскоростная объемная штамповка. – М.: Машиностроение, 1969. – С. 59–84.