

А. Л. Воронцов, В. К. Стратьев,
В. П. Ступников

О ПРОБЕ БРИНЕЛЛЯ И ВНЕДРЕНИИ ПУАНСОНА В ТЕЛО БОЛЬШИХ ПОПЕРЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ. Ч. I

Показано, что принципиально невозможно надежно определить прочностные свойства материала с помощью измерения твердости. Приведены основные уравнения, необходимые для углубленного анализа пластического течения материала тела больших поперечных размеров при вдавливании в него осесимметричного пуансона. Определены кинематическое состояние деформируемого материала и возникающие в нем касательные напряжения. Впервые получено полное согласование касательных напряжений со скоростью сдвиговой деформации.

E-mail: mt13@bmstu.ru

Ключевые слова: твердость, предел текучести, напряжение, внедрение осесимметричного пуансона в тело больших поперечных размеров.

В настоящей статье показана принципиальная возможность установления связи между твердостью и прочностными свойствами исследуемого материала. Этот вопрос довольно давно интересует отдельных ученых (см., например, справочник [1, с. 115–118]). Попытки установить связь между пределом текучести и твердостью, причем обязательно в виде единой для разных материалов прямолинейной зависимости, делались неоднократно. При этом приверженцы такой связи уверенно проводили прямую линию среди экспериментальных точек, имеющих очень большой разброс, для которого вместо единой прямой с тем же основанием можно провести либо совершенно разные прямые для различных материалов и условий обработки, либо кривые вместо прямых. Например, в справочнике [1, с. 116, рис. 189] при одной и той же твердости $HV = 140$ предел текучести стали 15Х равен 550 МПа, а предел текучести стали 40 равен 700 МПа, что на 27 % больше. При $HV = 260$ предел текучести стали 40 равен 900 МПа, а предел текучести стали 50 равен 1070 МПа, т.е. на 19 % больше. В справочнике [2, с. 49, рис. 3.4, z] при $HV = 110$ предел текучести отожженной стали равен 380 МПа, а предел текучести нормализованной стали равен 480 МПа, что на 27,3 % больше. При $HV = 250$ предел текучести стали после закалки с отпуском равен 820 МПа, а предел текучести нормализованной стали равен 1060 МПа, т.е. на 29 % больше.

Таким образом, видно, что при одном и том же значении твердости предел текучести будет существенно разным в зависимости от вида исследуемого материала и его термической обработки, и этому есть достаточно простое научное объяснение.

При внедрении индентора вокруг него образуется очаг интенсивной пластической деформации, характеризуемый радиусом R (рис. 1), и в зоне измерения твердости исследуемый материал получает значительное упрочнение (например, при вдавливании в арможелезо на глубину s , составляющую 0,1 диаметра отпечатка d , среднее напряжение текучести в зоне отпечатка возросло примерно в 1,5 раза по сравнению с начальным [3, с. 370, табл. 4.14]). Поэтому если у двух разных материалов получена одинаковая твердость, то это говорит только о том, что в момент окончания измерения сила их сопротивления внедрению индентора на одну и ту же глубину была одинаковой. Это дает основание с некоторой погрешностью полагать, что средние напряжения текучести, полученные в результате упрочнения сравниваемых материалов при внедрении индентора, были примерно одинаковыми. Но при этом никоим образом нельзя судить не только о равенстве, но даже о соотношении начальных напряжений текучести (пределов текучести), поскольку кривые упрочнения разных материалов могут быть совершенно различными.

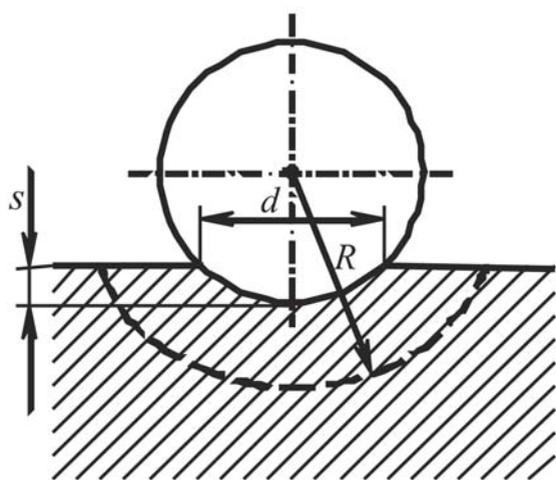


Рис. 1. Схема внедрения индентора при измерении твердости

Например, согласно справочнику [4, с. 122–123] сталь 10 в состоянии поставки имеет твердость $HV = 133$, а сталь 35 после отжига при температуре $760 \dots 780^\circ\text{C}$ имеет несколько бóльшую твердость $HV = 138$. Согласно распространенному мнению о прямопропорциональной зависимости между твердостью и пределом текучести следует предположить, что предел текучести отожженной стали 35 будет несколько больше, чем предел текучести неотожженной стали 10, но на самом деле сталь 10 в состоянии поставки имеет предел текучести $\sigma_{s0} = 270$ МПа, в то время как сталь 35 после отжига имеет предел текучести $\sigma_{s0} = 210$ МПа, т.е. не только не больше, но на 30 % меньше предела текучести стали 10.

Взятые из справочника [4] кривые упрочнения данных сталей показаны на рис. 2. Видно, что отожженная сталь 35, имея меньшее начальное напряжение текучести, упрочняется значительно интенсивнее, чем сталь 10, и поэтому в момент окончания внедрения индентора (соответствующая деформация условно отмечена на рис. 2 штриховой линией) будет иметь приблизительно то же напряжение текучести.

Строго говоря, допускать равенство даже средних напряжений текучести, полученных в результате упрочнения при внедрении индентора в два разных материала одинаковой твердости, можно лишь

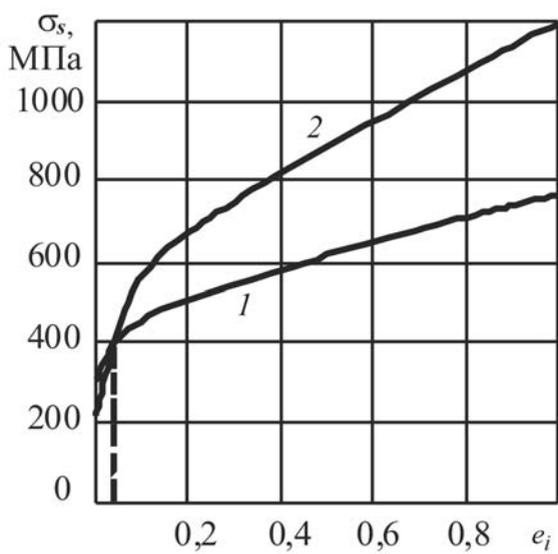


Рис. 2. Кривые упрочнения стали 10 (1) и отожженной стали 35 (2)

ских деформаций $e_1 = 0,2 \dots 0,4$ и $e_2 = 1 \dots 1,2$. При необходимости величины e_1 и e_2 можно уменьшить, однако следует помнить, что при сильном приближении их друг к другу точность расчета уменьшается.

Таким образом, сила внедрения индентора $P = f(\sigma_s, k_y)$. Следовательно, равенство сил при одинаковой глубине внедрения индентора в два разных материала можно получить при определенном соотношении между k_{y1} и k_{y2} и в случае $\sigma_{s1} \neq \sigma_{s2}$.

Поэтому определять с достаточной надежностью предел текучести по измерению твердости можно лишь в тех случаях, когда процесс внедрения индентора не может заметно повлиять на напряжение текучести исследуемого материала в зоне измерения. Это имеет место либо для редко используемых в машиностроении материалов типа свинца, практически не имеющих деформационного упрочнения, либо для материалов, которые уже в ходе технологической обработки (т.е. до измерения твердости) получили очень большую деформацию и практически исчерпали возможность дальнейшего упрочнения.

Это же указано и в работе Г.Д. Деля [5, с. 83, 88]: “Исследованием связи между твердостью, измеренной различными методами, и напряжением при испытании на сжатие широкого круга материалов установлено, что графики твердость–интенсивность напряжений, построенные для различных металлов, не совпадают. Однако все они имеют общую для данного способа измерения твердости огибающую, соответствующую связи между твердостью и пределом текучести идеально пластических материалов. Объясняется это уменьшением упрочняемости металлов с возрастанием деформации. Наиболее низкой является точность определения напряжений при измерении микротвердости”.

Некоторые ученые идут даже дальше, чем просто установление связи твердости с пределом или напряжением текучести. Например, известный специалист в области резания Л.А. Хворостухин якобы

с определенной натяжкой. Дело в том, что, как показано в работе [3, с. 365, 369], сила внедрения индентора $P = f(\sigma_s, R)$, где $R = f(k_y)$;

$$k_y = 1 - \exp\left(-10 \frac{\sigma_{s2}/\sigma_{s1} - 1}{e_2 - e_1}\right) \quad (1)$$

— коэффициент упрочнения, характеризующий наклон кривой упрочнения деформируемого материала [3, с. 208]; σ_{s1} и σ_{s2} — напряжения текучести, взятые с кривой упрочнения деформируемого материала при значениях логарифмических

установил [6, с. 88], что между твердостью стружки, свойствами обрабатываемого материала и характером напряженного состояния имеется определенная взаимосвязь. По поводу “установления” взаимосвязи между твердостью стружки и характером напряженного состояния можно смело сказать, что это — заведомо неверное утверждение, написанное, вероятно, лишь для усиления научного впечатления. Как известно, характер напряженного состояния определяется схемой главных напряжений. Однако одну и ту же твердость материала можно получить путем его простого растяжения, сжатия без трения или, наоборот, с трением, путем выдавливания (всестороннего сжатия) и комбинации любого из указанных способов с кручением и т.д. [3–5]. Можно ту же твердость получить с помощью термообработки, т.е. вообще без создания напряженного состояния. Поэтому если дать полученный образец любому исследователю, не сообщая о способе его получения, то только лишь на основе измерения твердости никто не сможет определить характер напряженного состояния, тем более, что можно дать образец, вырезанный из прутка из стали 10, подвергнутого прессованию и, соответственно, упрочненного, а можно дать образец, имеющий ту же твердость, но вырезанный из прутка из стали 40Х, который никакому прессованию не подвергался, т.е. остался в исходном состоянии и напряженного состояния вовсе не имел.

Для большей конкретизации рассмотрим математическое описание процесса вдавливания осесимметричного пуансона в тело больших поперечных размеров (полупространство). Решение такой задачи имеет большое значение не только как описание механической сути процесса пробы твердости, но и как описание процессов прошивки слитков или выдавливания полостей матриц и пресс-форм, а также процессов поверхностной упрочняющей механической обработки путем раскатки шариками или дробеструйной обработки.

Напомним, что для выпуклого, например, сферического торца пуансона еще никому не удалось получить корректного решения даже плоской подобной задачи с согласованием хотя бы знаков значений скорости угловой деформации $\eta_{r\varphi}$ и касательного напряжения $\tau_{r\varphi}$, не говоря уже об их полном согласовании [7, с. 274; 8, с. 105]. Поэтому восполним этот теоретический пробел уже не для плоской, а для более сложной осесимметричной задачи и получим корректное решение для пуансона со сферическим торцом (рис. 3, справа от оси симметрии). Однако результаты данного исследования будут вполне пригодны и для расчетов вдавливания пуансона с плоским торцом (см. рис. 3, слева от оси симметрии), поскольку эксперименты показывают, что с самого начала вдавливания пуансона под его торцом возникает застойная зона, форма которой близка к сферической [9; 10, с. 241]. Поэтому плоский пуансон можно рассматривать как сферический с предельным трением по торцу. Не случайно в книге [11, с. 191] указывается,

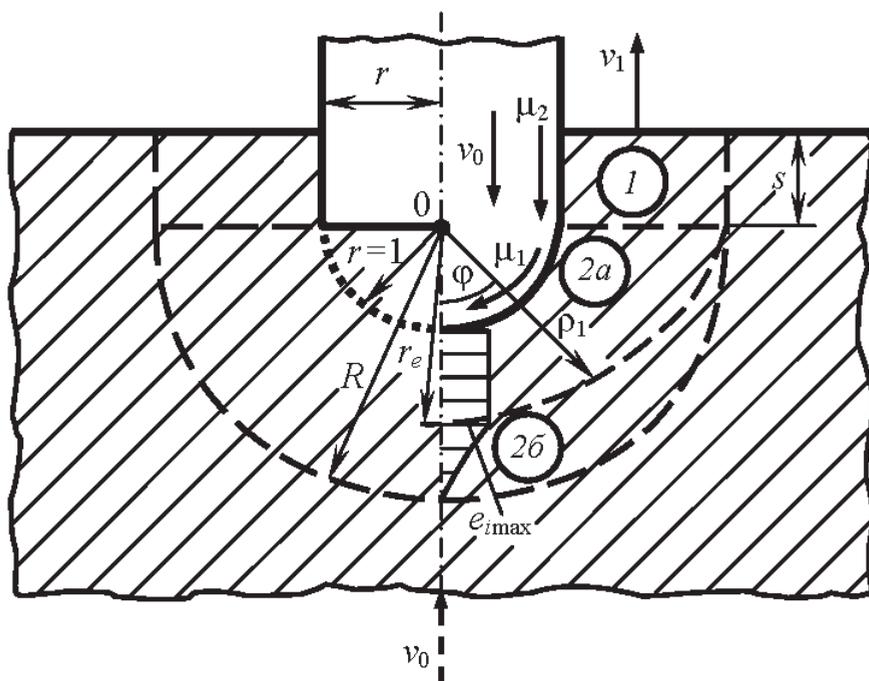


Рис. 3. Расчетная схема вдавливания пуансона с плоским или сферическим торцом в полупространство

что “при наличии трения различие в удельных усилиях для пуансонов с закругленным и плоским торцом становится несущественным”.

Материал деформируемого тела будем считать идеальным жестко-пластическим, а упрочнение учитывать средним по очагу пластической деформации напряжением текучести σ_s .

Закон контактного трения заранее задавать не будем, а примем его соответствующим закону изменения на поверхности контакта касательного напряжения, найденного из решения системы уравнений теории пластичности. В соответствии с законом пластического трения Зибеля максимальное значение контактного касательного напряжения принимается равным $\beta\mu_1\sigma_s$ (в рассматриваемом далее случае осесимметричной деформации с равенством двух нормальных напряжений коэффициент Лоде $\beta = 1$). Для упрощения чертежа (см. рис. 3) у стрелок, указывающих направления контактных касательных напряжений, условно показаны только соответствующие им коэффициенты трения. В решении используем относительные геометрические параметры, отнесенные к радиусу цилиндрического торца $r = 1$, равному половине диаметра пуансона.

Поскольку для решения данной задачи осесимметричной деформации целесообразно использовать сферическую систему координат ρ, θ, φ , то приведем соответствующую систему уравнений теории пластического течения:

$$\frac{\partial \sigma_\rho}{\partial \rho} + \frac{\partial \tau_{\rho\varphi}}{\rho \partial \varphi} + \frac{1}{\rho} [2\sigma_\rho - (\sigma_\theta + \sigma_\varphi) + \tau_{\rho\varphi} \operatorname{ctg} \varphi] = 0; \quad (2)$$

$$\frac{\partial \tau_{\varphi\rho}}{\partial \rho} + \frac{\partial \sigma_{\varphi}}{\rho \partial \varphi} + \frac{1}{\rho} [3\tau_{\varphi\rho} + (\sigma_{\varphi} - \sigma_{\theta}) \operatorname{ctg} \varphi] = 0 \quad (3)$$

— уравнения равновесия;

$$\sigma_{\rho} = \sigma + \frac{2}{3} \frac{\sigma_i}{\xi_i} \xi_{\rho}; \quad (4)$$

$$\sigma_{\theta} = \sigma + \frac{2}{3} \frac{\sigma_i}{\xi_i} \xi_{\theta}; \quad (5)$$

$$\sigma_{\varphi} = \sigma + \frac{2}{3} \frac{\sigma_i}{\xi_i} \xi_{\varphi}; \quad (6)$$

$$\tau_{\rho\varphi} = \frac{1}{3} \frac{\sigma_i}{\xi_i} \eta_{\rho\varphi} \quad (7)$$

— уравнения Леви–Мизеса, связывающие напряжения и скорости деформаций;

$$\xi_i = \frac{\sqrt{2}}{3} \sqrt{(\xi_{\rho} - \xi_{\theta})^2 + (\xi_{\theta} - \xi_{\varphi})^2 + (\xi_{\varphi} - \xi_{\rho})^2 + \frac{3}{2} \eta_{\rho\varphi}^2} \quad (8)$$

— интенсивность скоростей деформаций;

$$\xi_{\rho} + \xi_{\theta} \xi_{\varphi} = 0 \quad (9)$$

— условие несжимаемости (условие постоянства объема);

$$\xi_{\rho} = \frac{\partial v_{\rho}}{\partial \rho}; \quad (10)$$

$$\xi_{\theta} = \frac{v_{\varphi} \operatorname{ctg} \varphi}{\rho} + \frac{v_{\rho}}{\rho}; \quad (11)$$

$$\xi_{\varphi} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial \varphi} + \frac{v_{\rho}}{\rho}; \quad (12)$$

$$\eta_{\rho\varphi} = \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial \rho} - \frac{v_{\varphi}}{\rho} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial v_{\rho}}{\partial \varphi} \quad (13)$$

— кинематические уравнения, связывающие скорости деформаций со скоростями пластического течения.

Таким образом, здесь мы имеем задачу о нахождении 12 неизвестных величин v_{ρ} , v_{φ} , ξ_{ρ} , ξ_{θ} , ξ_{φ} , $\eta_{\rho\varphi}$, ξ_i , σ_{ρ} , σ_{θ} , σ_{φ} , $\tau_{\rho\varphi}$, σ (напомним, что σ — это среднее нормальное напряжение или гидростатическое давление), связанных между собой 12 определяющими уравнениями, половина из которых — в частных производных. Что касается интенсивности напряжений, то согласно условию пластичности $\sigma_i = \sigma_s$.

Примем, что очаг пластической деформации (см. рис. 3) сосредоточен в области 2, ограниченной радиусом R , значение которого следует найти в результате решения. Область 2 разбита на зоны 2а и 2б, которые потребуются при дальнейшем определении деформированного состояния и на которые при исходном определении кинематического и напряженного состояний обращать внимание не следует.

В процессе вдавливания область 1 (см. рис. 3) вытесняется вверх как жесткое целое, преодолевая удерживающие силы, обусловленные касательными напряжениями, действующими на ее боковых вертикальных поверхностях. Из условия постоянства расхода

$$v_1 \pi (R^2 - 1) = v_0 \pi \cdot 1 \quad (14)$$

скорость движения области 1

$$v_1 = \frac{v_0}{R^2 - 1}. \quad (15)$$

Очевидно, что сила сопротивления перемещению области 1 определяется выражением

$$P_c = -2\pi\sigma_s s \left(\frac{R}{\sqrt{3}} + \mu_2 \right). \quad (16)$$

С учетом получаемой верхней оценки на поверхностях разрыва скоростей приняты предельно возможные касательные напряжения $\tau_p = \sigma_s / \sqrt{3}$. Отметим, что если диаметр цилиндрической поверхности пуансона выполнен несколько меньшим, чем наибольший диаметр его рабочего торца, то следует принять $\mu_2 = 0$.

Удельная сила сопротивления, действующая со стороны области 1 на горизонтальную границу области 2, определяется выражением

$$q_c = \frac{P_c}{\pi(R^2 - 1)} = -\frac{2\sigma_s s (R/\sqrt{3} + \mu_2)}{R^2 - 1}. \quad (17)$$

Теперь рассмотрим область 2. Следуя общему теоретическому методу работы [3, с. 165–182], зададим кинематически возможную радиальную скорость пластического течения в общем виде

$$v_\rho = f(\rho) \cos \varphi, \quad (18)$$

в принципе удовлетворяющем имеющимся граничным условиям: $v_\rho = v_0 \cos \varphi$ при $\rho = 1$ и $v_\rho = 0$ при $\rho = R$.

Подставив формулы (10)–(12) в условие несжимаемости (9), получим равенство

$$\frac{\partial v_\rho}{\partial \rho} + 2\frac{v_\rho}{\rho} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{v_\varphi \operatorname{ctg} \varphi}{\rho} = 0, \quad (19)$$

которое с учетом выражения (18) сводится к линейному дифференциальному уравнению 1-го порядка

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + v_\varphi \operatorname{ctg} \varphi = - \left[\rho \frac{\partial f(\rho)}{\partial \rho} + 2f(\rho) \right] \cos \varphi. \quad (20)$$

Решая дифференциальное уравнение (20) известным способом [12, с. 34], находим

$$v_\varphi = -0,5 \left[\rho \frac{\partial f(\rho)}{\partial \rho} + 2f(\rho) \right] \sin \varphi + \frac{f_1(\rho)}{\sin \varphi}. \quad (21)$$

Из очевидного граничного условия на оси симметрии $v_\varphi = 0$ при $\varphi = 0$ следует, что $f_1(\rho) = 0$. Тогда окончательно получим

$$v_\varphi = -0,5 \left[\rho \frac{\partial f(\rho)}{\partial \rho} + 2f(\rho) \right] \sin \varphi. \quad (22)$$

Для того чтобы наглядно убедиться в том, что зависимость (18) в принципе позволяет удовлетворить все имеющиеся кинематические граничные условия, можно подставить в выражения (18) и (22), например, функцию

$$f(\rho) = \frac{v_0}{R^2 - 1} \left(\frac{R^2 - \rho^2}{\rho^2} \right). \quad (23)$$

В результате получим формулы

$$v_\rho = \frac{v_0}{R^2 - 1} \left(\frac{R^2 - \rho^2}{\rho^2} \right) \cos \varphi, \quad (24)$$

$$v_\varphi = \frac{v_0}{R^2 - 1} \sin \varphi, \quad (25)$$

которые удовлетворяют условиям $v_\rho = v_0 \cos \varphi$ при $\rho = 1$, $v_\rho = 0$ при $\rho = R$, $v_\varphi = v_1$ при $\varphi = 90^\circ$.

Но продолжим дальше решение в общем виде. Подставив равенства (18) и (22) в кинематические уравнения (10)–(13), найдем скорости деформаций

$$\xi_\rho = \frac{\partial f(\rho)}{\partial \rho} \cos \varphi; \quad (26)$$

$$\xi_\theta = -0,5 \frac{\partial f(\rho)}{\partial \rho} \cos \varphi; \quad (27)$$

$$\xi_\varphi = -0,5 \frac{\partial f(\rho)}{\partial \rho} \cos \varphi; \quad (28)$$

$$\eta_{\rho\varphi} = - \left[\frac{\partial^2 f(\rho)}{\partial \rho^2} \cdot \frac{\rho}{2} + \frac{\partial f(\rho)}{\partial \rho} \right] \sin \varphi. \quad (29)$$

С учетом структуры выражения (29) его можно представить в сокращенном виде

$$\eta_{\rho\varphi} = f_2(\rho) \sin \varphi. \quad (30)$$

Из-за разрыва на границе пластической области 2 с жесткой зоной (т.е. при $\rho = R$) скоростей, касательных к этой границе, скорость сдвиговой деформации $\eta_{\rho\varphi}$ и, соответственно, интенсивность скоро-

стей деформаций ξ_i на ней могут быть неограниченно велики [7, с. 24; 13, с. 168], т.е. $\eta_{\rho\varphi} \rightarrow \infty$ и $\xi_i \rightarrow \infty$. Поэтому в данной задаче нельзя пренебрегать последним слагаемым под знаком радикала выражения (8).

Подставив равенства (26)–(28) и (30) в выражение (8), конкретизируем интенсивность скоростей деформаций

$$\xi_i = \frac{1}{\sqrt{3}} \sqrt{3 \left[\frac{\partial f(\rho)}{\partial \rho} \cos \varphi \right]^2 + [f_2(\rho) \sin \varphi]^2}. \quad (31)$$

Из структуры выражения (30) видно, что на поверхности разрыва обеспечить $\eta_{\rho\varphi} \rightarrow \infty$ может только сомножитель $f_2(\rho)$. Следовательно, зависимость скорости сдвиговой деформации $\eta_{\rho\varphi}$ и интенсивности скоростей деформаций ξ_i от радиуса ρ является главной и должна быть сохранена в дальнейшем решении. Поэтому для упрощения решения усредним выражение (31) по менее значимому углу φ (например, как среднее арифметическое или же среднее интегральное), т.е. будем считать, что

$$\xi_i = \xi_{i\text{ср}\varphi} = f_3(\rho). \quad (32)$$

Тогда, подставив равенства (30) и (32) в формулу (7), найдем структуру касательного напряжения

$$\tau_{\rho\varphi} = \frac{\sigma_s}{3} \cdot \frac{f_2(\rho)}{f_3(\rho)} \sin \varphi = F(\rho) \sin \varphi. \quad (33)$$

При этом ясно, что в нашем решении, в отличие от известных решений методом линий скольжения, касательное напряжение $\tau_{\rho\varphi}$ полностью согласовано со скоростью сдвиговой деформации $\eta_{\rho\varphi}$.

Продолжение нашего исследования и практическое подтверждение достоверности и точности его результатов будут изложены в следующей статье.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. К р о х а В. А. Кривые упрочнения металлов при холодной деформации. – М.: Машиностроение, 1968. – 131 с.
2. К р о х а В. А. Упрочнение металлов при холодной пластической деформации: Справочник. – М.: Машиностроение, 1980. – 157 с.
3. В о р о н ц о в А. Л. Технологические задачи теории пластичности. Т. 1. – М.: Машиностроение, 2006. – 474 с.
4. Х о л о д н а я объемная штамповка: Справочник / Под ред. Г.А. Навроцкого. – М.: Машиностроение, 1973. – 496 с.
5. Д е л ь Г. Д. Технологическая механика. – М.: Машиностроение, 1978. – 174 с.
6. Т е п л о в ы е явления и обрабатываемость резанием авиационных материалов / А.И. Белоусов, П.И. Бобрик, А.З. Рахман-заде и др. // Труды МАТИ. № 64. – М.: Машиностроение, 1966. – 179 с.
7. С о к о л о в с к и й В. В. Теория пластичности. – М.: Высш. шк., 1969. – 608 с.

8. Степанский Л. Г. Расчеты процессов обработки металлов давлением. – М.: Машиностроение, 1979. – 215 с.
9. Кузнецов Д. П., Лясников А. В., Кудрявцев В. А. Технология формообразования холодным выдавливанием полостей деталей пресс-форм и штампов. – М.: Машиностроение, 1973. – 112 с.
10. Смирнов-Аляев Г. А. Сопротивление материалов пластическому деформированию. – Л.: Машиностроение, 1978. – 368 с.
11. Томленов А. Д. Теория пластического деформирования металлов. – М.: Металлургия, 1972. – 408 с.
12. Пискунов Н. С. Дифференциальное и интегральное исчисление. – М.: Наука, 1972. – 576 с.
13. Качанов Л. М. Основы теории пластичности. – М.: Наука, 1969. – 420 с.

Статья поступила в редакцию 18.10.2011

Андрей Львович Воронцов родился в 1955 г., окончил МВТУ им. Н.Э. Баумана в 1978 г. Заслуженный деятель науки РФ, д-р техн. наук, профессор кафедры “Технологии обработки материалов” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор 420 научных работ в области прикладной теории пластичности, обработки металлов давлением и обработки резанием.



A.L. Vorontsov (b. 1955) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1978. D. Sc. (Eng.), professor of “Technologies of Treatment of Materials” department of the Bauman Moscow State Technical University, Honored Scientist of the Russian Federation. Author of 420 publications in the field of applied theory of plasticity, noncutting shaping of metals and treatment by cutting.

Владимир Петрович Ступников родился в 1954 г., окончил МВТУ им. Н.Э. Баумана в 1980 г. Д-р техн. наук, профессор, заведующий кафедрой “Технологии обработки материалов” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор 40 научных работ в области обработки металлов давлением.

V.P. Stupnikov (b. 1954) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1980. D. Sc. (Eng.), professor, head of “Technologies of Treatment of Materials” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of 40 publications in the field of noncutting shaping of metals.

Валерий Константинович Стратьев родился в 1951 г., окончил МВТУ им. Н.Э. Баумана в 1974 г. Канд. техн. наук, доцент кафедры “Технологии обработки материалов” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор 50 научных работ в области обработки металлов давлением.

V.K. Strat'ev (b. 1951) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1974. Ph. D. (Eng.), assoc. professor of “Technologies of Treatment of Materials” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of 50 publications in the field of noncutting shaping of metals.