

О РОТАЦИОННЫХ КОМПОНЕНТАХ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ ДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЖЕНИЯХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ТЕЛ

А. А. Штерцер

Конструкторско-технологический институт гидроимпульсной техники СО РАН, 630090 Новосибирск

Решена плоская задача обтекания первоначально покоящегося цилиндра градиентным потоком очень вязкой жидкости. Показано, что цилиндр с помощью потока приводится во вращение с угловой скоростью $\omega = -\epsilon'$, где ϵ' — скорость сдвиговой деформации среды. Решение применено для анализа возникающих на уровне микроструктуры течений при высокоскоростных нагружениях металлических тел. Возникновение вращения связано с наличием в структуре вещества фрагментов (зёрна, блоки, ячейки, включения), неспособных в данных условиях нагружения изменять свою форму и вследствие этого приводимых во вращение в процессе сдвиговой деформации. При совместной деформации твердых тел возникающие на микроуровне вращения приводят к переносу в глубину материала окисных, гидроокисных и других поверхностных пленок, что способствует образованию соединения.

Исследователи отмечают, что при сварке взрывом или при ударно-волновом компактировании порошков наблюдается локализация деформационных процессов в приконтактных зонах, где сдвиговые деформации превышают 3, а скорости деформации достигают $10^4 \div 10^5 \text{ с}^{-1}$ [1–4]. Весьма эффектно явление локализации демонстрируют описанные в [2] опыты по ударно-волновому нагружению стеклянных шариков, покрытых алюминиевой пленкой. Авторы [3, 4] рассматривают наличие локализации деформации как необходимое условие образования соединения. Существенная особенность локализованных течений — малый размер областей, на которых они реализуются. Например, описанные в [3] зоны интенсивной пластической деформации имеют размер сотни микрон, а полосы локализации пластической деформации — десятки микрон [4]. На этом уровне характер движения среды определяется не только распределением приложенных напряжений и ее прочностными свойствами, но и структурным параметром — размером зерна (блока, фрагмента). В случае больших пластических деформаций влияние микроструктуры проявляется в виде вращений (ротаций) как целого некоторых участков среды [5].

Весьма существенно то, что ротационные компоненты деформации могут приводить к перемешиванию среды и переносу поверхностных слоев (окислы, загрязнения и пр.) из зоны контакта совместно деформируемых тел в глубину материала. Таким образом, наряду с доминиру-

ющим при скоростях деформации $\epsilon' < 10^2 \text{ с}^{-1}$ процессом свертывания поверхностных пленок [6] и возникающими при $\epsilon' \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$ струйными течениями [1, 7, 8], ротационные деформации могут быть одним из механизмов деформационного очищения контактных поверхностей твердых тел и могут способствовать образованию прочного соединения без плавления. В связи с этим представляет интерес модельное описание течения материала при наличии ротаций.

Рассмотрим задачу о возникновении и «раскрутке» одиночного вихря в плоской геометрии в рамках модели несжимаемой вязкой жидкости. Такой подход оправдан в случае воздействия высоких динамических давлений на материал. Пусть первоначально имеем течение, описываемое полем скоростей (рис. 1,а)

$$u_x = 2ay, \quad u_y = 0 \quad (1)$$

с всюду постоянными градиентом $\partial u_x / \partial y = 2a$, скоростью сдвиговой деформации $\epsilon' = a$ и завихренностью $(\text{rot } \mathbf{u})_z = -2a$. Предположим, что в некоторый момент времени в начале координат в круговой области радиусом r_0 среда «затвердела», т. е. не может далее деформироваться с изменением формы. Такое предположение соответствует экспериментальным данным по фрагментации структуры металлов в процессе пластической деформации и появлению упрочненных микроучастков, неспособных далее изменять свою форму и начинающих вращаться в потоке окружающего вещества. Размер совершающих поворот фрагментов имеет

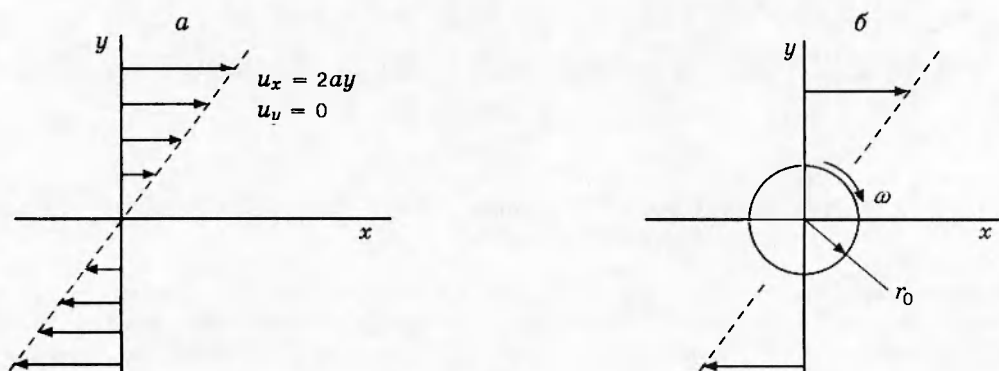


Рис. 1. Изначальное течение среды (а) и течение с вращающимся фрагментом радиусом r_0 (б)

микронный порядок [5]. На это твердое включение будет действовать момент сил, раскручивающий его до вращения с некоторой угловой скоростью ω (рис. 1, б).

Таким образом, мы имеем задачу об обтекании вращающегося цилиндра радиусом r_0 градиентным потоком очень вязкой жидкости. В такой постановке наша модель попадает в класс так называемых задач особых возмущений [9]. Для таких задач обычно отыскивается приближенное решение уравнений Навье — Стокса в дальней ($r \gg r_0$) и ближней ($r \approx r_0$) областях и проводится их сшивка определенным образом [9, 10]. Возможен также вариант с отысканием одного приближенного решения в ближней области, которое удовлетворяет граничным условиям $u_r = 0$, $u_\varphi = \omega r$ при $r = r_0$ и стремится к решению (1) при $r \rightarrow \infty$. Здесь u_r и u_φ — радиальная и угловая массовые скорости течения соответственно.

Уравнения Навье — Стокса в цилиндрической геометрии имеют вид

$$\begin{aligned} u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\varphi}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \varphi} - \frac{u_\varphi^2}{r} &= \\ &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left[\Delta u_r - \frac{u_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_\varphi}{\partial \varphi} \right], \\ u_r \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + \frac{u_\varphi}{r} \frac{\partial u_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{u_\varphi u_r}{r} &= \\ &= -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} + \nu \left[\Delta u_\varphi - \frac{u_\varphi}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_r}{\partial \varphi} \right], \end{aligned}$$

где $\nu = \eta/\rho$ — кинематическая вязкость, η — динамическая вязкость, ρ — плотность среды, p — давление. К этим уравнениям присоединяется уравнение неразрывности $\text{div} u = 0$.

Поиск приближенного решения в ближней зоне осуществлялся путем перебора комбинаций из членов, содержащих различные степени r и $\ln r$ перед функциями $\sin 2\varphi$ или $\cos 2\varphi$ и удовлетворяющих уравнению неразрывности (общие подходы к поиску решений описаны в [9]). В результате распределение скоростей в среде в окрестности вращающегося цилиндра найдено в виде

$$\begin{aligned} u_r &= a \left(r + \frac{r_0^4}{r^3} - \frac{2r_0^2}{r} \right) \sin 2\varphi, \\ u_\varphi &= a \left(r - \frac{r_0^4}{r^3} \right) \cos 2\varphi - ar + \frac{(a + \omega)r_0^2}{r}. \end{aligned} \quad (2)$$

Можно убедиться, что решение (2) удовлетворяет граничным условиям при $r = r_0$ и стремится к исходному течению (1) при $r \rightarrow \infty$. Уравнениям Навье — Стокса решение (2) удовлетворяет при условии

$$r^2 \ll r_\nu^2 = 2\nu/a.$$

Здесь $r_\nu = \sqrt{2\nu/a}$; назовем эту величину вязким радиусом. Наряду с радиусом вращающегося фрагмента r_0 он является одним из двух характерных размеров задачи. Если значение r_ν достаточно велико, то при некоторых $r_0 \ll r \ll r_\nu$ члены с отрицательными степенями r в (2) становятся пренебрежимо малыми по сравнению с линейно возрастающими членами, и решения (1) и (2) сшиваются напрямую, т. е. без поиска приближенного решения в дальней зоне. Учитывая, что вязкость металлов в твердом состоянии весьма велика, именно такую ситуацию мы имеем при сварке и компактировании порошков взрывом в тех режимах, когда материал не доводится до плавления. Воспользуемся, например, данными из [1] для вязкости стали при различных скоростях деформации:

$\eta \approx 10^6$ и 10^4 Па · с для $\epsilon' \approx 10$ и 10^5 с⁻¹ соответственно. Тогда получим $r_\nu \approx 1$ м и ≈ 7 мм для $\epsilon' \approx 10$ и $\approx 10^5$ с⁻¹. Очевидно, что эти значения существенно больше, чем $r_0 \approx 1$ мкм, что позволяет пользоваться полученным решением. Если же вязкость среды мала настолько, что вязкий радиус становится сравнимым с r_0 , то решение (2) уже не годится. В этом случае надо решать задачу об обтекании вращающегося фрагмента с применением теории пограничного слоя.

Исследуем полученное решение. Вначале определим вращающий момент, действующий на твердый фрагмент со стороны жидкости. Действующая на единицу поверхности цилиндра касательная сила есть

$$F = \sigma_{r\varphi} = \eta \left[\frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \varphi} + \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} - \frac{u_\varphi}{r} \right],$$

где $\sigma_{r\varphi}$ — компонент тензора вязких напряжений. Найдя эту силу при $r = r_0$, взяв ее момент умножением на радиус r_0 и проинтегрировав по углу, получим действующий на фрагмент результирующий момент сил:

$$M = -4\pi\eta(a + \omega).$$

Видно, что при $\omega = -a$ вращающий момент становится равным нулю. Полученная формула позволяет оценить время раскрутки вначале покоящегося фрагмента до максимальной угловой скорости $\omega = -a$. Именно, взяв момент инерции круга $J = \rho\pi r_0^4/2$ и воспользовавшись уравнением динамики для вращательного движения в виде $Jd\omega/dt = M$, получим зависимость $\omega(t) = -a[1 - \exp(-t/\tau)]$, где $\tau = \rho r_0^2/8\eta$ — время раскрутки твердого включения. Знак минус в формуле для ω означает, что фрагмент вращается по часовой стрелке при положительном a . Оценка τ для стали при приведенных выше значениях вязкости дает $\tau = 10^{-15}$ и 10^{-13} с для $\epsilon' = 10$ и 10^5 с⁻¹ соответственно. Таким образом, твердая микрочастица размером порядка 1 мкм раскручивается до максимальной угловой скорости за время, значительно меньшее времени деформации. Практически можно считать, что постоянная скорость вращения устанавливается сразу с момента появления частицы или с момента начала деформации, если частица существовала изначально.

Рассмотрим теперь картину течения в ближней зоне. Уравнение линий тока для решения (2) при $\omega = -a$ выглядит следующим образом:

$$\psi(r, \varphi) = \frac{ar^2}{2} - \frac{ar^2}{2} \left(1 + \frac{r_0^4}{r^4} - \frac{2r_0^2}{r^2} \right) \cos 2\varphi,$$

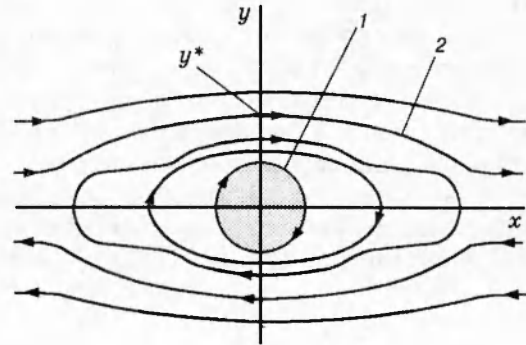


Рис. 2. Линии тока при обтекании градиентным потоком вращающегося кругового фрагмента:

1 — недеформируемый фрагмент, 2 — первая разомкнутая линия тока; $y^* \approx 1,31r_0$

при этом $u_r = \partial\psi/r\partial\varphi$, а $u_\varphi = -\partial\psi/\partial r$. Картина течения показана на рис. 2. В окрестности вращающегося круга имеется область, в которой линии тока замкнуты и происходит перенос частиц по оси y . Линии становятся разомкнутыми при $\psi = \text{const} \geq ar_0^2$. Граничная линия $\psi = ar_0^2$ проходит на высоте $y^* = r_0\{(1 + \sqrt{2})/\sqrt{2}\}^{1/2} \approx 1,31r_0$ от начала координат. Таким образом, зарождение микроротаций приводит к переносу вещества на расстояние до $\approx 2,62r_0$ в поперечном к потоку направлении. Если ротации возникают в зоне контакта деформируемых совместно тел, то они способствуют очищению этой зоны от поверхностных слоев, что обеспечивает образование соединения.

Из уравнений Навье — Стокса для решения (2) можно получить формулу для давления в ближней зоне течения:

$$p = p_0 - \frac{4\eta ar_0^2}{r^2} \sin 2\varphi.$$

Для изначального течения давление всюду одинаково ($p = p_0$). Видно, что возникновение ротации приводит к «сбросу» давления в окрестности вращающегося фрагмента.

Рассмотрим, наконец, важный вопрос о диссипации кинетической энергии в окрестности вихря. Воспользуемся формулой из [10]:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{1}{V} \oint \left[\rho \mathbf{u} \left(\frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) - (\mathbf{u}, \boldsymbol{\sigma}) \right] ds - \frac{\eta}{2V} \iiint \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right)^2 dV,$$

где V — рассматриваемый объем среды; E — усредненная по этому объему плотность кинетической энергии.

тической энергии; σ — тензор вязких напряжений. Интеграл по поверхности отражает производимую в единицу времени работу поверхностных сил; интеграл по объему дает скорость диссипации кинетической энергии. Так как течение в данном случае стационарно, эти интегралы равны по абсолютной величине и для расчетов можно пользоваться любым из них. Для начального течения (1) получаем

$$\dot{E}_1 = 4\eta a^2, \quad (3)$$

для течения (2) —

$$\dot{E}_2 = 4\eta a^2 \left[1 - \frac{4r_0^4}{r^4} + \frac{6r_0^6}{r^6} - \frac{3r_0^8}{r^8} \right]. \quad (4)$$

Здесь \dot{E}_1 и \dot{E}_2 — скорости диссипации энергии единицы объема для течений (1) и (2) соответственно. Для решения (2) эта величина усреднена по площади радиусом r , а для решения (1) скорость диссипации плотности энергии всюду одинакова. Как можно видеть, $\dot{E}_2 \rightarrow \dot{E}_1$ при $r \rightarrow \infty$ и $\dot{E}_2 \rightarrow 0$ при $r \rightarrow r_0$. Кроме того, рассчитанная по (4) диссипация всегда меньше, чем рассчитанная по (3). Это означает, что возникновение ротаций приводит к уменьшению диссипации кинетической энергии в жидкости. Такой результат согласуется с принципом минимума производства энтропии для открытых диссипативных систем, приспособляющихся к внешнему воздействию [11]. Здесь можно применить и физическую аналогию, заключающуюся в том, что тепловыделение при скольжении больше, чем при качении. Вращающиеся микрофрагменты работают внутри среды как ролики, облегчающие ее течение. На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы.

1. В условиях сдвиговой деформации неоднородности в структуре материала приводят к вращению микрообластей (фрагментов) с угловой скоростью, равной скорости сдвиговой деформации. Упомянутые неоднородности либо имеются в материале изначально, либо обязательно возникают во время деформации.

2. Возникновение ротаций приводит к уменьшению диссипации кинетической энергии в деформируемой среде.

3. Реализуясь на микроуровне, ротации осуществляют перенос вещества в направлении, перпендикулярном изначальному течению, на глубину более диаметра вращающегося фрагмента. В зонах контакта совместно деформируемых тел поверхностные пленки, мешающие образованию соединения, вначале раз-

рываются, затем их частицы уносятся по замкнутым линиям тока в глубь материала. На поверхность же выносятся «объемные» атомы. Важно при этом, чтобы толщина пленки была значительно меньше размера вращающегося фрагмента. Из практики сварки давлением известно, что при наличии толстых окисных, гидроокисных и прочих слоев без предварительной очистки поверхностей соединение вообще не удается получить [12]. Аналогичные результаты приведены в [13]. Согласно [3] вынос «объемных» атомов на поверхность является необходимым условием образования соединения. С нашей же точки зрения, принципиальным моментом является удаление поверхностных пленок с контактной поверхности.

4. Построенная в настоящей работе модель вместе с изложенными в [6, 13] взглядами позволяет описывать образование соединения (по терминологии [12] — «схватывания») металлов в твердом состоянии для широкого диапазона скоростей деформации. Здесь мы исходим из необходимости удаления поверхностных пленок под действием того или иного деформационного процесса. Во всем диапазоне скоростей деформации действует ротационный механизм. Для его проявления необходимо обеспечить достаточно большую сдвиговую деформацию в окрестности зоны соединения. Например, для поворота фрагмента на угол $\pi/2$ необходимо обеспечить техническую деформацию $\epsilon_t = \exp(\pi/2) - 1 \approx 3,8$. Здесь использовано соотношение $\ln(\epsilon_t + 1) = \epsilon$, где $\epsilon = \epsilon' t = \omega t$, t — время. При $\epsilon' \leq 10^2 \text{ с}^{-1}$ в дополнение к ротационному действует описанный в [6] механизм свертывания поверхностных пленок. Отметим, что этот механизм не работает, когда приложенное давление ниже прочности материала пленки и когда прочность связи вещества пленки с основным материалом достаточно высока (отрицательность поверхностной энергии границы раздела пленка — материал). При $\epsilon' \geq 10^6 \div 10^7 \text{ с}^{-1}$ доминирует так называемый «струйный» [1, 7] механизм очищения. В отличие от классической кумуляции, где струя компактна, в сварке взрывом под струей мы понимаем поток выносимых с поверхности частиц. Такие потоки фиксировались экспериментально [8].

ЛИТЕРАТУРА

1. Дерibas А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1980.

2. Staver A. M. Metallurgical effects under shock compression of powder materials // Proc. Intern. Conf. on Shock Waves and High-Strain-Rate Phenomena in Metals, Albuquerque, N. M., 1980. New York: Plenum Press, 1981. P. 865–880.
3. Бондарь М. П., Нестеренко В. Ф. Деформации на контактах и критерии образования соединения при импульсных воздействиях // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 3. С. 103–117.
4. Бондарь М. П. Тип локализации пластической деформации на контактах, определяющий образование прочного соединения // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 5. С. 122–128.
5. Рыбин В. В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. М.: Металлургия, 1986.
6. Штерцер А. А. Поведение тонких поверхностных пленок в зоне контакта металлических тел при высоких давлениях // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 6. С. 113–116.
7. Захаренко И. Д. Сварка металлов взрывом. Минск: Наука и техника, 1990.
8. Адамец М., Злобин Б. С., Штерцер А. А. Ударно-волновая конфигурация в воздушном зазоре при косом соударении металлических пластин // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 2. С. 128–130.
9. Ван-Дайк М. Методы возмущений в механике жидкости: Пер. с англ. / Под ред. А. А. Никольского. М.: Мир, 1967.
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. 4-е изд., стер. М.: Наука, 1988.
11. Гленсдорф П., Пригожин И. Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций: Пер. с англ. / Под ред. Ю. А. Чизмаджаева. М.: Мир, 1973.
12. Кузнецов В. Д. Физика резания и трения металлов и кристаллов. М.: Наука, 1977.
13. Штерцер А. А. Влияние состояния поверхности частиц на их консолидацию при взрывном компактировании порошковых и гранульных материалов // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 6. С. 72–78.

Поступила в редакцию 2/XII 1996 г.