

УДК 532.5 (532.631) + 621.7

**ПОВЕДЕНИЕ ТОНКИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛЕНОК
В ЗОНЕ КОНТАКТА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ТЕЛ
ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ**

А. А. Штерцер

*Конструкторско-технологический институт
гидроимпульсной техники СО РАН, 630090 Новосибирск*

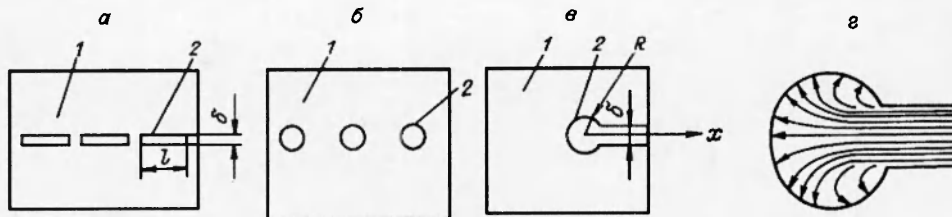
Проведен анализ движения поверхностных окисных, гидроокисных и других слоев, препятствующих схватыванию в условиях приложения высоких давлений. Показано, что при переходе твердых тел в текучее состояние действие сил поверхностного натяжения в зоне контакта приводит к деформации тонких пленок с уменьшением их поверхности. В результате происходит рост пятен схватывания и, соответственно, увеличение прочности соединения тел.

Наличие поверхностных пленок на металлах, как известно, препятствует образованию соединения при разных видах сварки давлением в холодном состоянии. Эксперименты показывают, что схватывание металлов по чистым (ювенильным) поверхностям происходит быстро и при относительно низких приложенных нагрузках [1, 2]. В случае же загрязненных поверхностей для перехода материала в текучее состояние необходимо более высокое давление [3]. Для выяснения механизма схватывания представляет интерес изучение поведения тонких поверхностных пленок, которые после приведения тел в контакт оказались внутри объема. Под тонкими пленками понимаем обычно присутствующие на поверхностях металлов окисные, гидроокисные, жировые и прочие слои толщиной от нескольких ангстрем до нескольких микрон.

Будем считать, что соединяемые материалы находятся под достаточно высоким давлением, так что для описания течений можно использовать уравнения несжимаемой вязкой жидкости. Отметим, что для обладающих прочностью материалов тензор невязких напряжений можно считать шаровым при $p \gg \tau_c$, где p — гидростатическое давление, τ_c — сдвиговая прочность. На практике материал в условиях всестороннего сжатия переходит в текучее состояние при $p = 2\tau_c \{(1 + \nu)/3(1 - 2\nu)\}$, где ν — коэффициент Пуассона. При этом давление отличается по модулю от каждого из главных компонент тензора напряжений на величину $4\tau_c/3$ [4]. Представим теперь, что пленка оказалась в ряде мест разорванной в результате пластической деформации или по какой-либо другой причине. Тогда отдельные фрагменты пленки оказываются окруженными со всех сторон вязкой жидкостью (см. рисунок *а*). Если вещество пленки не растворяется (или плохо растворяется) в окружающем веществе и поверхность их раздела обладает положительной поверхностной энергией γ , то имеет место тенденция «сворачивания» кусочков пленки таким образом, чтобы уменьшить поверхностную энергию системы. В конечном итоге, если материал находится под высоким давлением достаточно долго, фрагменты пленки должны принять сферическую форму (см. рисунок *б*).

Для оценки скоростей, возникающих под действием сил поверхностного натяжения воспользуемся уравнением Навье — Стокса при больших значениях вязкости, когда инерционным членом можно пренебречь (малые числа Рейнольдса):

$$\eta \Delta u - \text{grad } p = 0, \quad (1)$$



Фрагменты поверхностной пленки в зоне контакта перед свертыванием (а), после свертывания (б) при $l \sim \delta$, в процессе свертывания (в) при $l \gg \delta$. Линии тока при свертывании пленки в системе координат движущегося цилиндра (г).

1 — соединяемые материалы; 2 — фрагменты пленки.

где η — вязкость, u — скорость течения, Δ — оператор Лапласа.

Если линейные размеры фрагментов пленки того же порядка, что и ее толщина δ , то первый член уравнения (1) можно оценить как $\eta \Delta u \sim \eta u / \delta^2$. Поскольку $p \sim \gamma / \delta$, второй член оценивается как $\text{grad } p \sim \gamma / \delta^2$. Отсюда получаем

$$u \sim \gamma / \eta. \quad (2)$$

Если длина фрагментов пленки $l \geq 2\delta$, то можно показать, что «свертывание» этих фрагментов в сферы приводит к увеличению зазоров между ними. Таким образом, увеличивается площадь контакта чистых поверхностей или площадь пятен схватывания (см. рисунок б). Скорость роста линейного размера пятна схватывания находится по (2). Тогда необходимое для полного протекания процесса свертывания пленок время (время схватывания)

$$t_c \sim \delta \eta / \gamma. \quad (3)$$

Оценим в качестве примера параметры «свертывания» для алюминия с толщиной окисной пленки 25 \AA , коэффициент поверхностного натяжения определим по формуле [5]

$$\gamma = E r_a / 10, \quad (4)$$

где E — модуль Юнга, r_a — атомный радиус вещества. Для алюминия получим $\gamma \approx 0,95 \text{ Н/м}$. По кривым напряжение — скорость деформации из [6] вязкость алюминия $\eta \approx 8,9 \cdot 10^6 \text{ Па}\cdot\text{с}$ при $\dot{\epsilon}' \approx 1 \text{ с}^{-1}$ ($\dot{\epsilon}'$ — скорость деформации). Тогда из (2), (3) следует $u \approx 0,11 \text{ мкм/с}$ и $t_c \approx 0,05 \text{ с}$. При этом число Рейнольдса $Re \approx 1,7 \cdot 10^{-10}$, что обосновывает использование уравнения Навье — Стокса в виде (1). Отметим, что течение материала происходит под действием довольно высокого добавочного давления Лапласа $p \approx \gamma / \delta \approx 1,9 \text{ кбар}$.

Рассмотрим теперь случай, когда длина фрагментов много больше их толщины. Считаем картину течения плоской и изменение формы пленки происходит за счет «свертывания» ее в цилиндрический рулон, радиус R которого постепенно растет (см. рисунок в). Работа по перемещению цилиндра вдоль оси x происходит за счет уменьшения поверхностной энергии системы. Оценим скорость продвижения центра цилиндра (свертывания пленки). Считаем $R \gg \delta$, тогда скорость роста радиуса цилиндра $dR/dx = \delta / (\pi R)$ будет мала. Для определения силы сопротивления при движении цилиндра радиуса R в вязкой жидкости воспользуемся формулой $F = 4\pi\eta u / \ln(3,7\eta / \rho R u)$ [7], где ρ — плотность вязкой жидкости. С другой стороны, можно показать, что в случае больших R выделяемая за счет уменьшения поверхности раздела энергия (на единицу длины цилин-

дра) $d\epsilon = 2\gamma dx$. Приняв, что движущая цилиндр сила $F = d\epsilon/dx$ равна силе вязкого сопротивления, получим

$$u = \gamma \ln(3,7\eta/\rho Ru)/(2\pi\eta). \quad (5)$$

Эта формула позволяет оценить скорость свертывания пленки, т. е. «самоочистения» поверхности контакта. Расчеты по (5) показывают, что порядок скорости фактически определяется отношением γ/η и ее величина слабо зависит от R . Например, для алюминия с вышеприведенными значениями поверхностного натяжения и вязкости $u = 0,75, 0,71, 0,67$ и $0,64$ мкм/с при $R = 10, 100, 10^3$ и 10^4 Å соответственно.

Металл	$\delta/2$, Å	γ , Н/м	ϵ' , с ⁻¹	η , Па с	$u(2)$, мкм/с	$u(5)$, мкм/с	t_c , с	θ
Al	25	0,95	1/10	$8,9 \cdot 10^6 /$ $7,8 \cdot 10^5$	0,11/ 1,22	0,64/ 6,36	0,056/ 0,004	21,4/ 24,4
Cu	45	1,38	10	$4,3 \cdot 10^6$	0,32	1,76	0,028	3,6
Pb	—	0,32	1	$5,0 \cdot 10^6$	0,06	0,36	—	—
Fe	35	2,52	10	$9,3 \cdot 10^6$	0,27	1,53	0,026	3,9

Примечание. Толщина окисной пленки указана после выдержки 50 ч в сухом воздухе при комнатной температуре (взято из [3]). Через косую указаны данные для двух различных скоростей деформации. Скорость u по формуле (5) рассчитана для $R = 1$ мкм.

В таблице приведены результаты расчетов скоростей самоочистения по (2) и (5), времени схватывания по (3) и параметра θ , характеризующего отношение скорости течения, связанной со свертыванием пленок под действием поверхностного натяжения, к скоростям, связанным с протеканием деформации под действием внешнего нагружения. Последние можно оценить как $u_s = \epsilon'\delta$. Тогда получим

$$\theta = u/u_s = \gamma/(\epsilon'\delta\eta). \quad (6)$$

Как видно из таблицы, $\theta > 1$, и это означает, что при $\epsilon' = 1 \div 10$ с⁻¹ на процесс деформации тонких пленок силы поверхностного натяжения оказывают большее влияние, чем течение среды под действием внешнего нагружения. Формула (6) позволяет оценить вклад рассмотренного здесь механизма схватывания для различных толщин пленок и при разных скоростях деформаций (если задана зависимость $\eta(\epsilon')$). Очевидно, что при $\epsilon' = 0$ процесс схватывания будет целиком определяться самосвертыванием поверхностных пленок. Необходимое для этого время выдержки под высоким давлением оценивается по (3). В общем же случае процесс формирования и движения пленок в зоне контакта тел определяется действием сил поверхностного натяжения и деформационными течениями под влиянием внешнего нагружения. При этом необходимые для схватывания времена выдержки снижаются. При высоких ϵ' деформационные течения могут играть определяющую роль в процессе очищения поверхности контакта за счет переноса фрагментов пленки вглубь материала или выноса их в виде струй.

Вышеизложенное имеет непосредственное отношение к вопросу получения прочных компактов из порошков взрывным нагружением. А именно, процесс деформирования частиц при взрывном нагружении можно разделить на два этапа. На первом этапе, когда происходит схлapyвание пор на

ширине фронта ударной волны, деформирование осуществляется за времена порядка десятых и сотых долей микросекунды и частичное очищение поверхностей происходит за счет выноса материала в поры [8]. Скорости деформации здесь, как для струйных течений, достигают 10^6 – 10^7 с^{-1} [9]. На втором этапе, если длительность импульса нагружения достаточно велика и компакт находится под высоким давлением, он деформируется как целое вместе с оболочкой контейнера и скорости деформации имеют характерный для штамповки взрывом порядок 10^2 с^{-1} [9] с постепенным уменьшением ϵ' до нуля. В этих условиях работает описанный выше механизм свертывания оставшихся пленок и прочность компакта продолжает расти.

В качестве примера использования формулы (3) оценим необходимую длительность импульса нагружения для порошка железа. Поскольку необходимые для расчета данные о вязкости в случае высоких скоростей деформации в [6] отсутствуют, воспользуемся представленным в [9] значением для стали $\eta \approx 10^5$ Па·с при $\epsilon' \approx 10^2$ с^{-1} . Тогда необходимое для полного схватывания время при толщине окисного слоя на железе 35 \AA ($\delta = 70 \text{ \AA}$) будет $t_c \approx 270$ мкс.

Проведенные эксперименты по компактированию порошков железа и никеля с размером частиц ≈ 5 мкм показали, что увеличение длительности импульса нагружения до 200 мкс даже при сравнительно низком ($\sim 6,5$ кбар) давлении позволяет надежно получать прочные компакты без трещин, чего трудно добиться при значительно более высоких давлениях, но длительности импульса в единицы и даже десятки микросекунд.

В заключение автор выражает благодарность А. А. Дерибасу, В. В. Митрофанову и Л. А. Мержиевскому за полезные замечания и рекомендации в процессе работы над статьей.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-01-16505).

ЛИТЕРАТУРА

1. Johnson K. I., Keller D. V. Effect of Contamination on the Adhesion of Metallic Couples in Ultra-High Vacuum // J. Appl. Phys. 1967. V. 38, N 4. P. 1896–1904.
2. Osamu Nishikawa, Klaus D. Rendulic. Some FIM Observations on Cold-Welding of Metals // Surface Science. 1971. V. 26, N 2. P. 677–682.
3. Гельман А. С. Основы сварки давлением. М.: Машиностроение, 1970.
4. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений: изд. 2-е, доп. М.: Наука, 1966.
5. Екобори Т. Научные основы прочности и разрушения материалов / Пер. с японск. под ред. Г. С. Писаренко. Киев: Наук. думка, 1978.
6. Фрост Г. Дж., Эшби М. Ф. Карты механизмов деформации / Пер. с англ. Л. М. Берштейна. Челябинск: Металлургия, 1989.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. 4-е изд., стер. М.: Наука, 1988.
8. 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.
9. Дерибас А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом. 2-е изд., доп. и перераб. Новосибирск: Наука, 1980.

Поступила в редакцию 3/XII 1993 г.,
в окончательном варианте — 23/V 1995 г.