

УДК 669.717.62.

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ МАТЕРИАЛА В ПРОЦЕССАХ ЛИСТОВОЙ ШТАМПОВКИ

© 1999 Ю.М. Арышенский, Ф.В. Гречников, И.В. Осиновская

Волжский филиал Института металлургии и материаловедения РАН, г. Самара

Для определения предельного формоизменения с учетом анизотропии листа предложен критерий, включающий функции двух переменных. На основании опытных данных предложена аппроксимация критерия штампуемости.

Вопрос, связанный с предельными возможностями материала в том или ином процессе штамповки имеет первостепенное значение. От этого зависит выбор числа переходов штамповки, качество и целостность детали.

Предельные возможности материала оцениваются допустимой деформацией в характерных зонах (местах) детали. Причем, предельное формоизменение зависит от состояния материала, которое связано со схемой напряженно – деформированного состояния, температурно – скоростным режимом штамповки и анизотропией листа. Такие факторы как трение, наличие или отсутствие прижима и т. д. влияют лишь на рабочую величину допустимой деформации. Другими словами в реальном процессе, как правило, не удается полностью использовать возможность материала.

В процессе штамповки может наблюдаться локальное утонение, когда

$$\sigma_{\text{раст}} = \sigma_1 > |\sigma_2| = |\sigma_{\text{сж}}|$$

и гофрообразование, если

$$|\sigma_{\text{сж}}| = |\sigma_z| > \sigma_{\text{раст}}.$$

В статье рассматривается только фактор локального утонения.

Для количественной оценки предельного формоизменения имеется ряд критериев [1-3].

При фенологическом подходе нами предложен критерий [1], который можно представить в виде,

$$(e_i)_{\text{раз}} = \Psi \left(\frac{\sigma}{\sigma_1}, \frac{\sigma_i}{\sigma_{\text{низотр}}} \right) \quad (1)$$

или

$$(\Gamma)_{\text{раз}} = \Phi \left(\frac{\sigma_{\text{ср}}}{T}, \frac{T}{T_{\text{изотр}}} \right)$$

Здесь $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3$

$$\sigma_{11} = \sqrt{\mu_{21} \left[(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + \left(\frac{1}{\mu_{12}} - 1 \right) (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + \left(\frac{1}{\mu_{21}} - 1 \right) (\sigma_3 - \sigma_1)^2 \right]} \quad (2)$$

- интенсивность, представляющая совместный инвариант девиатора напряжений и материального тензора;

μ_{ij} - коэффициенты поперечной деформации, где первый индекс показывает направление сжатия, а второй – действие силы. Их определяют при линейном растяжении;

$$T = \frac{\sigma_{11}}{m_a} \text{ - интенсивность сдвигов, где}$$

$$m_a = \sqrt{\left(1 - 2\mu_{21} + \frac{\mu_{21}}{\mu_{12}} \right) \left(\frac{1 + \mu_1}{1 - \mu_1} \right)}, a \quad (3)$$

μ_1 - коэффициент, полученный на образцах вырезанных под углом 45° к осям 1 и 2

$T_{\text{из}} = \frac{\sigma_{\text{изн}}}{\sqrt{3}}$ - интенсивность угловых деформаций без учета анизотропии.

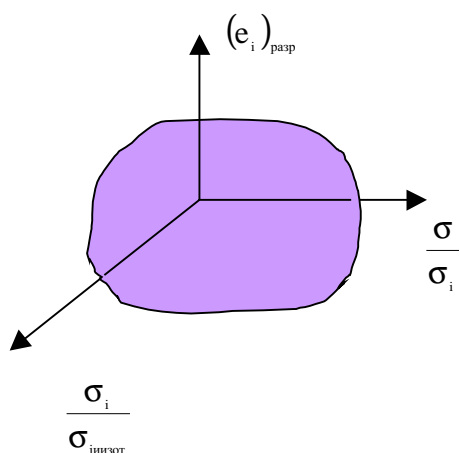


Рис.1. Поверхность разрушения по критерию (1)

При принятии гипотезы о шаровой изот-

ропии $\frac{\sigma_i}{\sigma_{из}}$ и $\frac{T}{T_{из}}$ становятся равными еди-

нице и их не учитывают.

Критерий (1) можно представить графически в виде поверхности разрушения (рис.1)

Без учета анизотропии предложенный критерий выражается в кривую

$$(e_i)_p = \psi_1 \left(\frac{\sigma}{\sigma_i} \right) \text{ или } (\Gamma)_{раз} = \phi \left(\frac{\sigma_{ср}}{T} \right) \quad (4)$$

Данные кривые получены экспериментальным путем и они лежат в основе критериев Смирнова – Аляева и Колмогорова [2,3]. В (4) следует учесть анизотропию. Для этого T и σ_i необходимо записать в виде (2) и (3).

Если считать тело изотропным, то

$$\Pi = \frac{\sigma}{\sigma_i} \text{ и } \Pi_1 = \frac{\sigma_{ср}}{T} \text{ являются показателями}$$

напряженного состояния.

Чтобы уменьшить число испытаний обычно используют ту или иную аппроксимацию кривых (4).

Так, Колмогоровым и его сотрудниками предложена аппроксимация кривой в виде

$$(\Gamma)_{раз} = \gamma_{кр} \exp(-k\Pi_1), \quad (5)$$

где
$$k = \ln \frac{\gamma_{кр}}{\Gamma_{раз}} = \ln \frac{\gamma_{кр}}{\sqrt{3}(e_i)_{раз}}, \quad (6)$$

а
$$(e_i)_{раз} = \ln \frac{1}{1 - \psi_{ш}}. \quad (7)$$

здесь $\psi_{ш}$ - относительное сужение в шейке образца в момент разрушения. Если деформирование ограничивается началом образования шейки, то в качестве показателя используют $\psi_{равн}$ (равномерное). Для аппроксимации необходимо испытание по определению $\gamma_{кр}$ (кручения) и $\psi_{ш}$, если его нет в справочнике.

В качестве аппроксимации критерия Смирнова – Аляева Лабугиным предложено использовать выражение

$$\frac{(e_i)_{крит}}{(e_i)_{раст}} = 2e^{-0,72\Pi}, \quad (8)$$

где $(e_i)_{крит}$ - допустимая деформация для данной схемы напряженно – деформированного состояния, а $(e_i)_{раст} = \ln \frac{1}{1 - \psi_{ш}}$.

Для использования аппроксимации Лабугина нужно только испытание на растяжение или взять $\psi_{ш}$ из справочника по механическим свойствам сплава, который деформируется. Однако она дает достаточную точность для технических расчетов лишь для ряда сталей.

Обработка экспериментальных данных, приведенных в книгах [2] и [3] позволила установить, что для плоской деформации

$$(e_i)_{разр} \approx \frac{1}{m_a} \ln \frac{1}{1 - \psi_{ш}}. \quad (9)$$

В этом случае по двум точкам $(e_i)_{разр}$ плоской деформации и линейного растяжения можно записать аппроксимацию следующим образом:

а) в линейном виде

$$(e_i)_{разр} = \ln \frac{1}{1 - \psi_{ш}} \left[1 + \frac{\left(\frac{1}{m_a} - 1 \right) (\Pi - 1)}{\frac{1 + \mu_{12}}{\sqrt{1 - \mu_{12}\mu_{21}}} - 1} \right] \quad (10)$$

б) степенная аппроксимация

$$(e_i)_{\text{разр}} = \ln \frac{1}{1 - \psi_{\text{ш}}} m_a^{\frac{1-\Pi}{\sqrt{1+\mu_{12}}/\sqrt{1-\mu_{12}}-1}} \quad (11)$$

Эксперименты на разных материалах подтверждают достоверность предложенной аппроксимации.

Выводы:

1. Предложен критерий предельного состояния, который учитывает анизотропию штампуемого материала.

2. Аппроксимация этого критерия включает в себя только один механический показатель $\psi_{\text{ш}}$, который определяется из испытаний на линейное растяжение или берется из справочника.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Арышенский Ю.М., Гречников Ф.В.* Теория и расчеты пластического формоизменения анизотропных материалов.- М.: Metallurgy, 1990, -304 с.
2. *Смирнов – Аляев Г.А.* Механические основы пластической обработки металлов.- Л.:Машиностроение, 1968, -272 с.
3. Деформация металлов жидкостью высокого давления / *Уральский В.И., Плахотин В.С., Колмогоров В.Л. и др.* –М.: Metallurgy, 1976, 424 с.
4. *Гречников Ф.В.* Деформирование анизотропных материалов (Резервы интенсификации).- М.: Машиностроение. 1998.- 448с.

ULTIMATE ABILITIES OF MATERIAL DURING PROCESSES OF SHEET-METAL STAMPING

© 1999 Yu.M. Aryshensky, F.V. Gretchnikov, I.V. Osinovskaya

Volga Branch of Institute of Metallurgy and Materials of Russian Academy of Sciences, Samara

A criterion, which includes two-variable functions, was proposed in this paper. The criterion is used for defining of ultimate forming subject taking into account anisotropy of sheet. Stamping ability criterion approximation, which is based on experimental data, was also proposed.

УДК 533.9.004.14, 621.9.048.7, 621.793.7

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ПОЛУЧЕНИЯ ПОКРЫТИЙ

© 1999 В.А. Барвинок, В.И. Богданович

Самарский государственный аэрокосмический университет,
Научно-исследовательский институт технологий и проблем качества, г. Самара

Сформулированы некоторые фундаментальные проблемы математического моделирования процессов получения покрытий вакуумным ионно-плазменным методом. Введено понятие активной поверхностной зоны для описания процессов нетермической активации. Показано, что процессы нетермической активации на поверхности могут быть объяснены на основе эффекта поверхностных фокусонов. На основе представлений теории вероятности описаны основные стадии эволюции превращения адсорбированных частиц. Уточнены некоторые достаточно общие теоретические соотношения, применяемые в теории формирования новой фазы на поверхности твердого тела.

Плазменная технология высоких энергий (ПТВЭ) получения специальных покрытий в вакууме из металлов, их композиций и сверхтвердых соединений находит все более широкое применение для повышения ресурса и надежности различных изделий машиностроения [1].

Сущность этой технологии заключается в следующем. С помощью электродугового испарителя или ускорителя в вакуумной дуге катодной формы создают плазменную струю, состоящую из ионов и атомов металла катода (или металлов катодов в многодуговом режиме) и электронов. Основными особенностями этого плазменного потока является высокая степень ионизации плазмы (более 0,5), высокая начальная энергия ионов (более нескольких десятков эВ), средняя кратность ионизации ионов, превышающая единицу, и большая плотность потока массы металла в плазменной струе (соответствующая скорости роста покрытия 0,1...1 мкм/мин) [1,2].

Данный плазменный поток после различных вариантов обработки направляется на поверхность конденсации, находящуюся под регулируемым отрицательным потенциалом (0...2 кВ). В связи с этим ионы получают дополнительную кинетическую энергию eZU_c в дебаевском слое около поверхности детали и, пройдя нейтрализацию, попадают на поверхность конденсации. В зависимости

от величины потенциала U_c на детали на ее поверхности может образовываться покрытие, осуществляться ионное распыление поверхности или даже ионная имплантация. При подаче в вакуумную камеру реакционных газов может быть получено покрытие из различных соединений (нитридов, карбидов, окислов и т.д.).

Основным стимулом, послужившим широкому распространению этой технологии у нас и по советской лицензии за рубежом, явилась возможность получения на 2-3 порядка более высоких скоростей наращивания стехиометрических покрытий из нитридов переходных металлов при температурах порядка 400 °С, чем предсказываемые равновесной химической термодинамикой или практически получаемые термохимическими методами осаждения.

За прошедший двадцатилетний период развития этой технологии были поставлены и решены многие фундаментальные и прикладные проблемы, позволившие обеспечить достаточно широкое ее внедрение в промышленность. Однако дальнейшие перспективы развития ПТВЭ, впрочем, как и других технологий получения покрытий в присутствии ионной бомбардировки поверхности, связаны с необходимостью решения ряда фундаментальных, прикладных и технических проблем.

Авторы настоящей работы ставили сво-

ей целью сформулировать и в определенной степени наметить пути решения ряда фундаментальных и прикладных проблем, стоящих в области получения покрытий в присутствии ионной бомбардировки.

В чисто методическом плане математическое моделирование ПТВЭ должно обеспечить описание следующих основных процессов, характерных для ионно-плазменных технологий:

1. Взаимодействие плазменного потока с “холодным” газом при транспортировке потока от катода к поверхности конденсации.

2. Электрообмен движущейся неизотермической квазинейтральной плазмы с поверхностью твердого тела.

3. Взаимодействие атомарных частиц средних энергий (10...1000 эВ) с поверхностью твердого тела. Влияние этих частиц и энергий на константы скоростей реакций адсорбции, хемосорбции, поверхностной миграции, десорбции, диссоциации и встраивания в активные центры роста покрытий.

4. Влияние технологической наследственности (начальной и приобретаемой в процессе роста покрытия) на свойства изделий с покрытиями. Управление этими свойствами, в том числе и методами генной инженерии.

5. Оптимизация многокомпонентности структуры с целью реализации экстремальных эксплуатационных свойств многокомпонентных систем.

6. Влияние основных управляющих физических параметров напыления на физико-химические свойства покрытий и технико-экономические показатели процесса напыления.

7. Рационализация практических областей применения многокомпонентных и многослойных покрытий.

Кроме этих (специфических для ионно-плазменного напыления) задач в технологии получения покрытий необходимо решать и задачи общего плана, связанные с теплофизикой процесса и механикой деформируемых тел с изменяемой геометрией [1,3].

Важной особенностью физических процессов, которые приходится рассматривать в рамках ПТВЭ, является диапазон кинетических энергий атомных частиц плазмы, составляющий при транспортировке плазменного

потока 1...200 эВ, при конденсации покрытия 1...500 эВ и при ионном распылении 1...2000 эВ. Все известные к настоящему времени фундаментальные результаты описания взаимодействия атомных частиц и молекул получены в основном для энергий заведомо меньших 1...10 эВ и заведомо больших 10^3 эВ. В связи с этим одной из первых проблем, возникающих в рассматриваемых областях энергий, является разумный выбор потенциала межатомных взаимодействий тяжелых частиц.

Проведенный анализ классических потенциалов (Борна-Майера, Марэ, Бора, степенного и др.), а также потенциалов, полученных на основе статистических методов с учетом электронных взаимодействий (Томаса-Ферми-Фирсова, Хартри-Фока-Слетера, свободного электронного газа и т.д.) показывает, что в рассматриваемых областях энергий рассчитанные с их помощью, величины могут отличаться на порядок и более [2]. Отсутствие надежных экспериментальных данных по сечениям рассеивания в области энергий 1...500 эВ не позволяет сделать однозначный выбор потенциала взаимодействия и, следовательно, с нужной определенностью обосновать физическую картину процесса. Широко используемое в литературе приближение твердых сфер не может быть в должной степени оправдано, так как не позволяет описать известный экспериментальный факт преобладающего рассеивания на малые углы в этом диапазоне энергий. Единственным оправданием использования этого приближения в каскадах смещений твердого тела является не очень сильная зависимость усредненных характеристик каскада от вида выражения для сечения передачи энергии.

Второй важной особенностью рассматриваемой технологии является то, что формирование покрытий и гетерогенные реакции протекают в условиях интенсивной бомбардировки поверхности быстрыми атомарными частицами с энергиями существенно выше тепловых, но существенно меньше энергий рассматриваемых при расчете каскадов смещений. В связи с этим хорошо разработанные методы статистической физики (область тепловых взаимодействий) и мето-

ды кинетических уравнений (область ионной имплантации и распыления) не применимы без соответствующих уточнений. Поэтому возникает необходимость развития новых подходов к описанию процессов на поверхности твердых тел при получении покрытий в условиях ионной бомбардировки.

Один из возможных вариантов описания таких процессов был предложен авторами в [4]. Сущность его заключается в том, что движущая сила различных процессов на поверхности рассматривается как суперпозиция воздействий, основанных на термической и нетермической активации. Термическая активация определяется классическими равновесными распределениями по энергиям и приводит к известным выражениям теории переходного состояния Эйринга-Эванса-Поляни или формулам типа Я.И. Френкеля с множителем Больцмана.

Нетермическая активация этих процессов обусловлена ионной бомбардировкой поверхности и передачи ей кинетической энергии от быстрых частиц. Эта кинетическая энергия в процессе последовательных столкновений передается атомам кристаллической решетки и создает активную область в объеме и на поверхности твердого тела. За время существования такой активной области в ней протекают разнообразные физико-химические процессы с нетермической активацией фононами, электронами и фотонами. Не обсуждая пока природу такой активации, можно утверждать, что под ударившейся высокоэнергетической частицей возникает некоторая активная зона площадью S_A , в которой и происходит нетермическая активация данного типа поверхностного процесса. Для определенности можно считать, что величина активной зоны S_A такова, что вероятность протекания данного типа поверхностного процесса в ней близка к единице. Естественно, в первом приближении величина этой площади пропорциональна выделившейся кинетической энергии W_i и обратнопропорциональна энергии активации U_A рассматриваемого физико-химического процесса. Таким образом, величину площади активной зоны можно представить в первом приближении в виде:

$$S_A = A \frac{W_i}{U_A} \cdot \frac{1}{n_r}, \quad (1)$$

где n_r – ретикулярная плотность поверхностных атомов, коэффициент A имеет физический смысл числа атомных мест на поверхности, доступных для сорбции и получивших энергию U_A , достаточную для активации данного типа физико-химического процесса.

Например, используя введенное понятие величины активной зоны S_A , определим константу реакции нетермической диссоциации молекул азота, адсорбированных на поверхности с плотностью n . За некоторое время dt на поверхность площадью S падает $N = j_i S dt$ высокоскоростных атомов металла с плотностью потока j_i . Каждый из этих атомов создает активную зону площадью S_A . В соответствии с (1) это обеспечит диссоциацию $n \cdot N \cdot S_A$ адсорбированных молекул азота. Используя определение макроскопической константы скорости реакции λ_n нетермической диссоциации азота, получим:

$$\lambda_n = A \frac{W_i}{U_A} \cdot \tilde{j}_i, \quad (2)$$

где $\tilde{j}_i = j_i / n_r$ – приведенная плотность потока, U_A – в данном случае энергия активации диссоциации молекулы n_2 в состоянии адсорбции на поверхности.

Такой феноменологический подход получил достаточно убедительное экспериментальное подтверждение при получении покрытий из нитридов /4/ в области низких температур, однако привел к необходимости обоснования физического механизма такой диссоциации. Во-первых, физический смысл величины S_A – это фактически среднее сечение взаимодействия быстрого атома с поверхностью твердого тела. Однако получаемое экспериментальное значение S_A оценивается площадью, занимаемой от нескольких десятков даже до нескольких сотен поверхностных атомов твердого тела. Во-вторых, энергия активации десорбции N_2 имеет порядок 0,4...0,8 эВ, а энергия связи атомов азота в молекуле, даже с учетом ослабления этой связи поверхностным взаимодействием, не мо-

жет быть меньше 6...8 эВ. Поэтому механизм передачи кинетической энергии от быстрой атомарной частицы атомам активной зоны и механизм передачи энергии от атомов активной зоны адсорбированным молекулам N_2 должен быть таков, чтобы возникала возможность разрыва прочной связи атомов в молекуле азота без сообщения всей молекуле кинетической энергии (в направлении, перпендикулярном поверхности), достаточной для ее десорбции.

Для ответов на поставленные вопросы авторами предложен механизм возникновения и развития поверхностных фокусонов Силсби [5]. Действительно, при энергиях налетающих частиц, меньших 300...500 эВ, величина сечения их рассеивания на атомах твердого тела близка к половине постоянной кристаллической решетки уже в первых актах взаимодействия. В этом случае при определенных углах направления рассеивания вдоль поверхностных кристаллографических осей кристаллической решетки развиваются фокусоны, обеспечивающие передачу энергии и импульса на очень большие (по сравнению с межатомными) расстояния, за счет последовательных упругих лобовых столкновений атомов одинаковой массы.

При таких последовательных столкновениях поверхностных атомов твердого тела адсорбированные молекулы и атомы, находящиеся в потенциальном поле этих поверхностных атомов, тоже получают определенный импульс и кинетическую энергию вдоль направления поверхности твердого тела. Если такой импульс и энергию получает адсорбированный атом, то он переходит в другой центр сорбции. Следовательно, увеличивается интенсивность его поверхностной миграции и снижается среднее время жизни этого атома на данном центре сорбции. Если же такой импульс и энергию получают не одновременно атомы или один из атомов адсорбированной молекулы N_2 , то происходит разрыв связи N-N или возбуждение интенсивных колебаний по этой ослабленной поверхностным взаимодействием связи с последующей диссоциацией молекулы.

Следовательно, в двух рассмотренных случаях мы имеем дело с нетермической ак-

тивацией процессов поверхностной миграции и диссоциации молекулы на поверхности. Причем, в отличие от термической активации, описанные процессы слабо зависят от температуры поверхности, а отсутствие составляющей импульса, перпендикулярной поверхности твердого тела, снимает проблему с сохранением частиц в адсорбированном состоянии после получения достаточно большой кинетической энергии от фокусона.

Количественное описание влияния эффекта возникновения поверхностных фокусонов на процессы формирования покрытий, хемосорбцию и т.д. можно провести с помощью уже введенного понятия активной зоны нетермической активации на поверхности твердого тела.

Будем считать, что упавший на поверхность быстрый атом с энергией W_i может создать kW_i/W_f - поверхностных фокусонов (k – коэффициент эффективности рождения поверхностных фокусонов со средней энергией их зарождения W_f). Обозначая через $\langle W$ средние потери энергии фокусона при одном акте последовательных столкновений атомов в цепочке (с учетом передачи части энергии адсорбированным атомам и молекулам), получим, что каждый из этих фокусонов охватывает $N = W_f / \langle W$ поверхностных атомов. Величину N можно представить в виде $N = S_{\phi,1} \cdot n_r$, где $S_{\phi,1}$ - эффективная площадь активной поверхностной зоны нетермической активации, рожденной одним фокусоном.

Поэтому полная эффективная площадь S_A активной зоны нетермической активации будет:

$$S_A = \frac{kW_i}{W_f} \cdot S_{\phi,1} = \frac{kW_i}{\langle W} \cdot \frac{1}{n_r}. \quad (3)$$

Вводя в (3) величину A на основе соотношения $A = kW_A / \langle W$, можно придать (3) вид, совпадающий с соотношением (1), полученным феноменологическим путем.

Рассмотренный эффект возникновения поверхностных фокусонов находится на начальной стадии исследований и требует обстоятельных теоретических и экспериментальных разработок в связи с высокой значи-

мостью ионно-плазменных технологий для практических целей.

Однако для логического завершения анализа влияния термических и нетермических воздействий на гетерогенные процессы необходимо установить алгоритм расчета констант скоростей соответствующих поверхностных реакций. В связи с этим рассмотрим особенности такого расчета применительно к адсорбированной молекуле N_2 , участвующей в образовании нитридного покрытия.

Молекула N_2 , прошедшая термическую аккомодацию, попадает на определенный центр сорбции. Через определенное время эта молекула из-за термической или нетермической активации покидает этот центр сорбции и может с определенной вероятностью либо попасть на другой центр сорбции (поверхностная миграция) в том же состоянии молекулы, либо десорбироваться с поверхности, либо диссоциироваться на атомы. Если молекула мигрировала на второй центр сорбции, то с этого центра, так же как и с первого, она может участвовать с определенной вероятностью в трех описанных выше исходах и т.д. Таким образом, определение константы скоростей десорбции и диссоциации заключается в вероятностном анализе поведения молекулы на двух структурных уровнях. Первый уровень – возможные превращения частицы при выходе с данного центра сорбции. Второй уровень – возможные превращения частицы при ее миграции по различным центрам сорбции.

Рассмотрим сначала вероятностное описание возможных превращений частицы на первом структурном уровне. Пусть в момент времени $t = 0$ частица попадает на некоторый центр сорбции и в какой-то случайный момент времени $t = T$ может его покинуть с тремя возможными исходами. Первый исход – миграция на соседний центр, второй исход – десорбция с поверхности и третий исход – диссоциация на атомы. Каждый из этих исходов при отсутствии других может реализоваться с интенсивностью λ_i ($i = 1, 2, 3$).

В случае чисто термической активации интенсивность каждого исхода может быть определена либо по формуле Я.И. Френкеля, либо по формулам теории переходного состо-

яния:

$$\lambda_{i,T} = v \exp(-U_i/kT), \quad (4)$$

где U_i – энергия активации соответствующего процесса. Здесь для простоты предэкспоненциальный множитель взят в виде np – частоты колебаний частицы в связанном состоянии.

В случае ионной бомбардировки поверхности быстрыми атомами эти исходы для адсорбированной молекулы N_2 произойдут в силу описанной выше нетермической активации соответствующего процесса. Так для интенсивности нетермической активации десорбции, происходящей из-за распыления адсорбированных молекул, получим [4]:

$$\lambda_{2,H} = \alpha_{p,2} \tilde{j}_i, \quad (5)$$

где $\alpha_{p,2}$ – коэффициент распыления адсорбированных молекул.

Интенсивность нетермической диссоциации будет определяться (2), в котором удобно положить $\lambda_{3,H} \equiv \lambda_H$. Нетермической активацией миграции N_2 можно пренебречь, т.к. начиная с комнатных температур,

$$\lambda_{1,H} \ll \lambda_{1,T}$$

Таким образом, при рассмотрении по отдельности каждого из трех возможных вариантов исхода можно считать, что данный исход реализуется с интенсивностью $\lambda_i = \lambda_{i,H} + \lambda_{i,T}$. Эти события появляются в силу случайных, независимых и индивидуальных для каждого события причин.

Статистическое описание вероятности каждого исхода может быть следующим. Частица в течение некоторого времени $[0, t]$ находится на данном центре сорбции и с интенсивностью λ_i может его покинуть в некоторый случайный момент времени T . Множество $\{T\}$ при рассмотрении статистически эквивалентных опытов является множеством случайных событий. Разбиваем $[0, t]$ на N равных участков длиной t/N . Тогда вероятность ухода частицы в любом из интервалов t/N будет $\lambda_i t/N$, а вероятность противоположного события на всем интервале $[0, t]$ определится как произведение вероятностей этого противоположного события $(1 - \lambda_i t/N)$ на всех N интервалах:

$$P \{T > t\} = \lim_{N \rightarrow \infty} (1 - \lambda_i t/N)^N = e^{-\lambda_i t} \quad (6)$$

Отсюда вероятность ухода частицы с данного центра сорбции по времени t будет:

$$P \{T < t\} = 1 - e^{-\lambda_i t} \quad (7)$$

Следовательно, для индивидуального i -го события мы имеем показательный закон распределения вероятности (7), плотность распределения которой будет:

$$f_i(t) = \lambda_i e^{-\lambda_i t} \quad (8)$$

При рассмотрении трех независимых возможных вариантов исхода вероятность обнаружения частицы на данном центре в течение времени, равного или большего t , равна вероятности ненаступления ни одного из этих трех событий:

$$P\{T_1 > t, T_2 > t, T_3 > t\} = P_1\{T_1 > t\}P_2\{T_2 > t\}P_3\{T_3 > t\} = e^{-\lambda t} \quad (9)$$

где $\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3$

Отсюда следует, что среднее время жизни частицы на данном центре (математическое ожидание) будет $\tau = 1/\lambda$.

Вероятность того, что исходом будет первое событие (миграция), определяется как вероятность наступления первого события раньше и второго, и третьего:

$$\begin{aligned} P_1 &= P\{T_1 < T_2, T_1 < T_3\} = \\ &= \int_0^{\infty} f_1(t_1) \left[\int_{t_1}^{\infty} f_2(t_2) dt_2 \cdot \int_{t_1}^{\infty} f_3(t_3) dt_3 \right] dt_1 = \frac{\lambda_1}{\lambda} \end{aligned} \quad (10)$$

Аналогично вычисляются вероятности наступления 2-го и 3-го исходов:

$$P_2 = \frac{\lambda_2}{\lambda}, \quad P_3 = \frac{\lambda_3}{\lambda}.$$

Следовательно, вероятность того, что частица из состояния сорбции в течение времени t перейдет на соседний центр ($i = 1$), десорбируется ($i = 2$) или диссоциируется ($i = 3$), будет

$$P_i(t) = P_i \cdot (1 - P\{T_1 > t, T_2 > t, T_3 > t\}) = \frac{\lambda_i}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (11)$$

а соответствующие плотности вероятностей будут

$$f_i(t) = \lambda_i e^{-\lambda t} \quad (12)$$

Скорости процессов (константы скоростей реакций k_i^*) миграции, десорбции и диссоциации в период нахождения частицы на одном центре определяется как математические ожидания от соответствующих распределений интенсивностей:

$$k_i^* = \int_0^{\infty} \frac{f_i(t)}{P_i\{T_1 > t, T_2 > t, T_3 > t\}} f_i(t) dt = \frac{\lambda_i^2}{\lambda} \quad (13)$$

Таким образом, вероятностный анализ превращений частицы на данном центре сорбции приводит к результату, отличному от того, который обычно используется в таких расчетах в литературе, когда без должного обоснования предполагают, что $k_i^* \sim \lambda_i$. Вместе с тем, физический смысл полученного результата (13) достаточно понятен. Интенсивность (константа скорости реакции) превращения не равна интенсивности возникновения стимула для данного превращения λ_i , так как за время нахождения на центре из возможных превращений реализуется только та доля λ_i/λ , в которых этот исход наступает первым.

Теперь проанализируем, как изменятся константы скоростей реакций десорбции и диссоциации при учете процесса миграции частицы по центрам сорбции.

С каждого из центров сорбции частица может с вероятностью P_1, P_2, P_3 (10) и с интенсивностью k_1^*, k_2^* и k_3^* (13) перейти на соседний центр, десорбироваться или диссоциировать. Влияние степени заполнения поверхности на эти процессы при формировании покрытий можно не учитывать в отличии от процессов хемосорбции.

Тогда с первого своего центра сорбции вероятности этих исходов будут P_1, P_2, P_3 , со второго центра сорбции вероятности этих исходов будут $P_{1,2} = P_1^2, P_{2,2} = P_1 P_2, P_{3,2} = P_1 P_3$, а с некоторого j -го центра будут $P_{1,j} = P_1^j, P_{2,j} = P_1^{j-1} P_2$ и $P_{3,j} = P_1^{j-1} P_3$.

Макроскопические константы скоростей

десорбции и диссоциации определяются как математические ожидания этих событий:

$$k_2 = \sum_{j=1}^{\infty} k_{2,j}^* \cdot P_{2,j} = k_2^* \sum_{j=1}^{\infty} P_{2,j} = \frac{\lambda_2^2}{\lambda} \cdot \frac{\lambda_2}{\lambda_2 + \lambda_3},$$

$$k_3 = \sum_{j=1}^{\infty} k_{3,j}^* \cdot P_{3,j} = k_3^* \sum_{j=1}^{\infty} P_{3,j} = \frac{\lambda_3^2}{\lambda} \cdot \frac{\lambda_3}{\lambda_2 + \lambda_3}. \quad (14)$$

Полученные на основе достаточно строгого вероятностного анализа соотношения (14) отличаются от аналогичных соотношений, которые используются в теориях адсорбции и хемосорбции [6], где без должного обоснования принимается, что $k_i \sim \lambda_i$. Определенным оправданием использования этого является то, что в этих теориях экспериментально исследуются соотношения, в которые входит комбинация k_2/k_3 пропорциональная (в случае чисто термической активации процесса) выражению $\exp(-(u_2 - u_3)/kT)$. При этом физическая картина процесса не претерпевает качественных изменений.

Однако при получении покрытий в условиях совместного воздействия термической и нетермической активации качественная и количественная физическая картина существенно зависит от вида k_i [2].

Таким образом, результаты данной работы позволили сформулировать ряд фундаментальных проблем, стоящих перед теорией получения покрытий в условиях ионной бомбардировки и наметить подходы к их реше-

нию. Кроме того, уточнены некоторые достаточно общие теоретические соотношения, применяемые в теории формирования новой фазы на поверхности твердого тела.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барвинок В.А. Управление напряженным состоянием и свойствами плазменных покрытий. – М.: Машиностроение, 1990. – 576 с.
2. Барвинок В.А., Богданович В.И. Физические основы и математические методы моделирования процессов нанесения вакуумных ионно-плазменных покрытий. // Международный центр научной и технической информации. – М., 1999. – 125 с.
3. Богданович В.И. Разработка методологических принципов проектирования технологий формирования поверхностного слоя изделий плазменным напылением. // Проблемы машиностроения и автоматизации, 1999, №2. – С.87-94.
4. Богданович В.И. Кинетика гетерогенного плазмохимического синтеза нитридных покрытий из плазменных потоков. // Проблемы машиностроения и автоматизации, 1999, №1. – С.65-71.
5. Вийард Дж. Динамика радиационного повреждения. // УФН, 1961, т.74, в.3.
6. Робертс М., Маки Г. Химия поверхности раздела металл-газ. – М.: Мир, 1981. – 539с.

FUNDAMENTAL PROBLEMS OF MATHEMATICAL MODELING OF THE PLASMIC HIGH ENERGY TECHNOLOGIES FOR CREATING OF COATINGS

© 1999 V.A. Barvinok, V.I. Bogdanovitch

Samara State Aerospace University
Institute of Technology and Problems of Quality, Samara

Several fundamental problems of mathematical modeling of processes for coatings creating by ion-plasmas method are formulated in this paper. The notion of active surface zone was introduced for describing of non-thermic activation processes. It is demonstrated that the processes of non-thermic activation on a surface can be explained on the base of effect of surface focusons. Main stages of adsorbed particles' evolution are described on the base of probability theory. Several generalized theoretical relations that were used in theory of new stage forming of solid surface were defined more precisely.

УПРУГО-ПЛАСТИЧЕСКОЕ САМОУПРОЧНЕНИЕ (АВТОФРЕТИРОВАНИЕ) ТОЛСТОСТЕННЫХ КОНТЕЙНЕРОВ ДАВЛЕНИЕМ ЭЛАСТИЧНОЙ СРЕДЫ

© 1999 В.А. Барвинок¹, Ю.В. Федотов¹, Н.П. Родин², А.Н. Кирилин²

¹ Самарский государственный аэрокосмический университет

² Государственный научно-производственный ракетно-космический центр «ЦСКБ-Прогресс», г. Самара

Исследованы технологические возможности упрочнения цилиндрических контейнеров автофретированием с использованием давления эластичной среды. Разработана методика расчетов основных параметров процесса упрочнения автофретированием с учетом особенностей деформирования и сжимаемости эластичной среды (полиуретана). Получено выражение для определения модуля объемного сжатия различных марок и твердостей полиуретана.

Авторами разработан способ упрочнения круглых контейнеров автофретированием с применением высокого давления полиуретана [1] взамен традиционных методов (дорнование, гидростатирование и др.). Полиуретан, являясь рабочим телом в контейнерах для штамповки, также может быть эффективно использован в качестве рабочего тела при автофретировании.

Для исследования технологических возможностей автофретирования контейнеров давлением эластичной среды проведен теоретический анализ данного эффективного процесса упрочнения.

За основу в теоретическом анализе процесса автофретирования контейнеров принят метод Девидсона-Кендалла [2]. Метод базируется на следующих допущениях:

1. Так как упругие и пластические деформации являются величинами одного порядка, принимается модель упругого идеально-пластического материала, т.е. материал контейнера сжимается упруго во всей области и сохраняет объемные изменения, вызванные упругими напряжениями. Кроме того, в области малых пластических деформаций материал контейнера обладает низким деформационным упрочнением.

2. Распределение продольных напряжений и деформаций по толщине стенки контейнера принимается постоянным.

3. Применяется условие текучести Треска (условие постоянства максимальных напряжений сдвига)

$$\sigma_t - \sigma_r = \sigma_s. \quad (1)$$

Известно [3], что зависимость упругих напря-

жений в толстостенном цилиндре от внутреннего давления определяется уравнениями Ляме

$$\sigma_t = \frac{q_i}{k^2 - 1} \left(1 + \frac{r_2^2}{r^2} \right), \quad (2)$$

$$\sigma_r = \frac{q_i}{k^2 - 1} \left(1 - \frac{r_2^2}{r^2} \right). \quad (3)$$

Для упруго-пластичного цилиндра (при автофретировании) напряжения в упругой зоне можно получить из уравнений (2) и (3) с учетом того обстоятельства, что радиальное напряжение на границе упругой и пластической зон (при $r = \rho$) равно давлению начала пластического течения

$$q_y = \sigma_s \frac{k^2 - 1}{2k^2}. \quad (4)$$

Отсюда следует

$$\sigma_{re} = \frac{\sigma_s \rho^2}{2r_2^2} \left(1 - \frac{r_2^2}{r^2} \right), \quad (5)$$

$$\sigma_{te} = \frac{\sigma_s \rho^2}{2r_2^2} \left(1 + \frac{r_2^2}{r^2} \right). \quad (6)$$

Напряжения в пластической зоне определяются из совместного решения условия текучести (1) и уравнения равновесия

$$\sigma_t - \sigma_r - r \frac{d\sigma_r}{dr} = 0. \quad (7)$$

Интегрируя полученное в результате дифференцированное уравнение

$$\int d\sigma_r = \sigma_s \int \frac{1}{r} dr \quad (8)$$

и используя граничные условия:

$$\begin{aligned} r = r_1 \sigma_r = -q_1 \\ \text{при} \quad r = \rho \sigma_{r_p} = \sigma_{r_i} \end{aligned} \quad (9)$$

получим выражения для радиальных σ_{r_p} и тангенциальных σ_{t_p} напряжений в пластической зоне

$$\sigma_{r_p} = -\sigma_s \left(\lg \frac{\rho}{r} + \frac{r_2^2 - \rho^2}{2r_2^2} \right), \quad (10)$$

$$\sigma_{t_p} = \sigma_s \left(-\lg \frac{\rho}{r} + \frac{r_2^2 + \rho^2}{2r_2^2} \right). \quad (11)$$

Следовательно, внутреннее давление, которое вызывает пластическое течение материала контейнера до радиуса ρ , равно

$$q_i = -\sigma_s \left(\lg \frac{\rho}{r} + \frac{r_2^2 - \rho^2}{2r_2^2} \right). \quad (12)$$

Контейнер может быть автофретирован так, что величина остаточных напряжений вызывает на его внутренней поверхности вторичные пластические деформации обратного знака (Эффект Баушингера). Во избежание этого явления необходимо ограничивать автофретизирующее давление до значения, обеспечивающего остаточное напряжение не более величины предела текучести (100% автофретирование). При этом условии контейнер разгружается упруго. Тогда величина остаточных напряжений равна разности между напряжениями от давления автофретирования для упруго-пластического случая и напряжениями от того же давления, вычисляемыми по формулам Ляме (2), (3). Это условие для тангенциальных напряжений можно записать как:

$$\sigma_{t_p} - \sigma_{t_e} = -\sigma_s, \quad (13)$$

после подстановки получим

$$\sigma_s \left(-\lg \frac{\rho}{r_1} + \frac{r_2^2 - \rho^2}{2r_2^2} \right) - \frac{\sigma_s \left(\lg \frac{\rho}{r_1} + \frac{r_2^2 - \rho^2}{2r_2^2} \right)}{k^2 - 1} \cdot \left(1 + \frac{r_2^2}{r_1^2} \right) = \sigma_s \quad (14)$$

Уравнение (14) можно преобразовать к более удобному выражению для определения значения ρ , характеризующего границу раздела пластической и упругой областей автофретированного на 100% контейнера

$$\frac{\rho}{r_1^2} - 2k^2 \ln \frac{\rho}{r_1} = 2 - k^2. \quad (15)$$

Таким образом, зная величину ρ , по уравнению (12) вычисляется необходимое давление для 100% автофретирования контейнера.

Для того, чтобы определить допустимое давление q_A при повторных нагружениях контейнера, необходимо исходить из условия его работы в упругом режиме. В этом случае напряженное состояние на внутренней поверхности описывается как:

$$\sigma_t = \sigma_{t_e}^{q_A} + \sigma_{t_{ост}}, \quad (16)$$

$$\sigma_r = -q_A. \quad (17)$$

где $\sigma_{t_e}^{q_A}$ - тангенциальное напряжение на внутренней поверхности контейнера, вычисленное по формуле Ляме (2) от приложения давления q_A ; $\sigma_{t_{ост}}$ - тангенциальные остаточные напряжения при 100% автофретировании, т.е. $\sigma_{t_{ост}} = -\sigma_s$.

Используя условие текучести Трески (1), уравнение (16) можно записать в виде:

$$q_A \frac{k^2 + 1}{k^2 - 1} - \sigma_s = -q_A + \sigma_s, \quad (18)$$

$$q_A = \sigma_s \frac{k^2 - 1}{k^2}. \quad (19)$$

Нетрудно показать, что выражения (12) с подстановкой условия (15) 100% автофретирования и (19) равнозначны. Выражение в круглых скобках в формуле (12) можно преобразовать к виду:

$$\frac{1}{2k^2} \left(2k^2 \lg \frac{\rho}{r_1} - \frac{\rho^2}{r_1^2} + k^2 \right) \quad (20)$$

или с учетом условия (15)

$$\frac{1}{2k^2} [-(2-k^2) + k^2] = \frac{k^2 - 1}{k^2}, \quad (21)$$

т.е. допустимым давлением повторного нагружения контейнера, при котором последний будет работать упруго, является автофретизирующее давление.

Применяя аналогичный подход, можно получить выражения для определения ρ и q_i при любом случае автофретирования (90%, 80% и т.д.). Для этого условие (13) записывается как

$$\sigma_{t_p} - \sigma_{t_e} = -B \sigma_s, \quad (22)$$

где B - коэффициент, отражающий долю остаточного напряжения от 100% автофретирования.

В этом случае радиус границы раздела пластической и упругой областей может быть определен по формуле:

$$\frac{\rho}{r_1^2} - k^2 \ln \frac{\rho^2}{r_1^2} = B(1 - k^2) + 1, \quad (23)$$

автофретизирующее давление, соответственно, выражается уравнением

$$q_t = \sigma_s \frac{(B + 1)(k^2 - 1)}{2k^2}. \quad (24)$$

Формулы (19) и (24) определяют автофретизирующее и максимальное рабочее давление при условии воздействия нагрузки по всей высоте контейнера. В реальных условиях высота полиуретанового блока заведомо меньше высоты контейнера, что обусловлено необходимостью захода сжимающего инструмента. Кроме того, известно [4], что в замкнутом объеме при высоком давлении происходит сжатие полиуретана. Для уточнения формул (19) и (24) предположим, что давление сжатия $q_{сж}^a$ полиуретана при осуществлении процесса автофретирования (или при рабочем нагружении) превосходит расчетное q_A (или q_t) в величину отношения высоты контейнера H_k к высоте полиуретановой подушки $H_{n/y}$ в момент сжатия, т.е.

$$\frac{q_{сж}^a}{q_t} = \frac{H_k}{H_{n/y}}, \quad (25)$$

или выражая через начальную высоту полиуретанового блока $H_{n/y}$ и относительную деформацию полиуретана по высоте $\bar{\epsilon}_{n/y}$, можно написать

$$q_{сж}^a = \frac{q_t H_k}{(1 - \bar{\epsilon}_{n/y}) H_{n/y_0}}. \quad (26)$$

С другой стороны, пренебрегая сжатием полиуретана за счет изменения внутреннего диаметра контейнера,

$$\bar{\epsilon}_{n/y} = \frac{q_{сж}^a}{E_v}, \quad (27)$$

где E_v - модуль объемного сжатия полиуретана.

Подставив выражение (27) в формулу (26), получим

$$q_{сж}^a = \frac{E_v - \sqrt{E_v \left(E_v - 4q_t \frac{H_k}{H_{n/y_0}} \right)}}{2}. \quad (28)$$

Поскольку для расчета силовых параметров процесса автофретирования контейнеров необходимо знание модуля объемного сжатия полиуретана E_v , данные о котором отсутствуют в справочной литературе, были проведены дополнительные эксперименты по определению сжимаемости полиуретана различных марок и твердостей в замкнутом объеме [5]. Сжатие полиуретановых блоков производилось с обеих сторон пуансонами, входящими в контейнер по скользящей посадке. Испытание полиуретана на сжимаемость осуществлялось на разрывной машине марки ГСМ-50 с записью диаграммы “усилие-перемещение”. В экспериментах применялся полиуретан марок СКУ7Л твердостью от 80 до 98 ед. по Шору А, получаемый с предприятия-изготовителя за последние 5 лет. Изготавливалось по 5 образцов каждой марки и группы твердости в пределах отклонения не более 2 ед. Шора А, т.е. 80-82, 83-85, 86-88 ед. Шора А. Следует также отметить, что во избежание влияния гистерезисных потерь на показатели сжимаемости производилось пятикратное нагружение образцов до максимального давления 500 МПа без записи диаграммы и трехкратное нагружение до данного давления с записью диаграммы “усилие-перемещение”. После расшифровки диаграмм была произведена их перестройка в координатах ϵ_v и $q_{сж}$, E_v и $q_{сж}$, т.е. относительной сжимаемости и модуля объемного сжатия полиуретана от приложенного давления. Полученные зависимости представлены на рис.1 и 2.

С целью определения аналитического выражения модуля объемного сжатия E_v была произведена аппроксимация представленных зависимостей.

В результате обработки экспериментальных данных выражение модуля объемного сжатия полиуретана представляется зависимостью

$$E_v = a \cdot e^{b \cdot q_{сж}} [(c + d \cdot q_{сж}) T_v - 1], \quad (33)$$

где a , b , c и d - постоянные коэффициенты выражения E_v , T_v - твердость полиуретана.

После проведения расчета параметров процесса 100% автофретирования (q_t , $q_{сж}$, ρ , E_v) текущих и остаточных тангенциальных дефор-

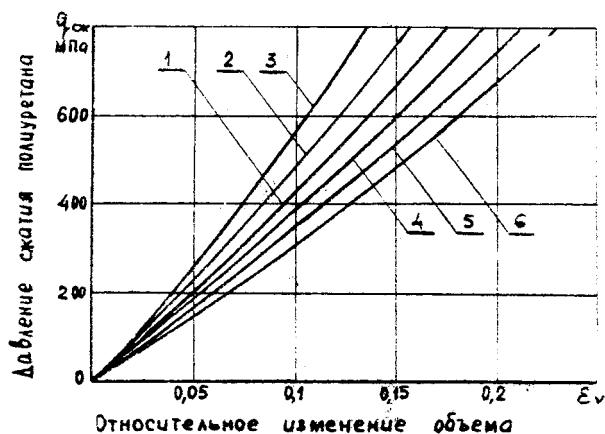


Рис.1. Диаграммы сжимаемости полиуретана: 1, 2, 3 - твердость 88-86, 85-83, 82-80 ед. Шора А, марка СКУ7Л; 4, 5, 6 - твердость 98-96, 95-93, 92-90 ед Шора А, марка СКУПФЛ и L-1000.

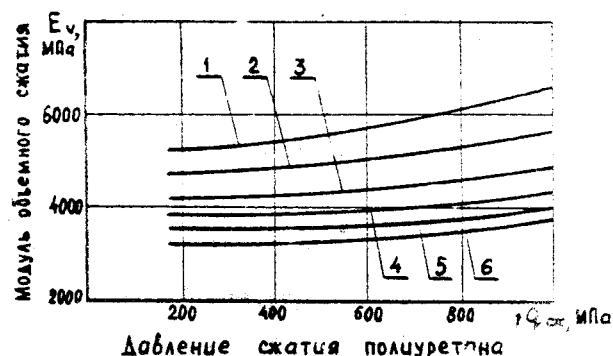


Рис.2. Изменение модуля объемного сжатия полиуретана в зависимости от величины гидростатического давления: 1, 2, 3 - твердость 88-86, 85-83, 82-80 ед. Шора А, марка СКУ7Л; 4, 5, 6 - твердость 98-96, 95-93, 92-90 ед. Шора А, марка СКУПФЛ и L-1000.

маций автофретирования контейнеров с заданным относительным размером $k = r_2/r_1$ был реализован реальный процесс автофретирования с экспериментальным замером текущих и остаточных тангенциальных деформаций. Сравнение результатов по значениям тангенциальных деформаций показало удовлетворительную сходимость расчетных и экспериментальных данных.

С целью проверки работоспособности автофретированных на 100 % контейнеров в упругом режиме производилось многократное их нагружение рабочим давлением, равным автофретизирующему. Остаточные деформации в контейнерах при этом не изменились.

На основании положительных результатов проведенных исследований можно отметить пригодность разработанного способа упрочнения и принятого метода расчета в определении основных параметров процесса автофретирования контейнеров полиуретаном.

Способ упрочнения автофретированием контейнеров для штамповки деталей полиуре-

таном внедрен в заготовительно-штамповочном производстве ряда предприятий аэрокосмической отрасли.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А.с. 1087222, СССР, МКИ В21Д 25/10. Способ изготовления составных контейнеров высокого давления/ Федотов Ю.В., Комаров А.Д. и др./ Оpubл. 23.04.84. Бюл №15.
2. Механические свойства материалов под высоким давлением/ Под ред. Х.Л. Пью. - М.: Мир, 1973. - 296 с.
3. Ильюшин А.А., Огибалов П.М. Уругопластические деформации полых цилиндров. - М.: МГУ, 1960. - 241 с.
4. Тимошенко С.П. Сопротивление материалов. - М.: Наука, 1965. - 673 с.
5. Барвинок В.А., Федотов Ю.В. и др. Исследование процесса упрочнения контейнеров автофретированием давлением эластичной среды/ Проблемы машиностроения и автоматизации, 1998, №1. - С.87-91.

ELASTO-PLASTIC SELF-REINFORCEMENT (AUTOFRETTING) OF THICK-WALLED CONTAINERS BY PRESSURE OF ELASTIC AGENT

© 1999 V.A. Barvinok¹, Yu.V. Fedotov¹, N.P. Rodin², A.N. Kirilin²

¹ Samara State Aerospace University

² State Research-Production Space-Rocket Centre "CSDO-Progress", Samara

Technological opportunities of cylinder containers reinforcement by autofretting of pressure of elastic agent were researched. Procedure for calculation of main parameters of reinforcement process by autofretting was developed. The procedure takes into account deforming and compressibility peculiarities of the elastic agent (polyurethane). An expression for determining of volume deforming module was obtained for different polyurethane types of diverse hardness.