

$$(4.7) \quad X_{13} = \left[\frac{\mu_{1c}}{T_1} - \frac{\mu_3}{T_3} - \frac{\sigma_4 \pi a_c^2}{T_3 \rho_2^0 r_3} \right] + i_1 \left[\frac{1}{T_3} - \frac{1}{T_1} \right] - \left[\frac{(v_3 - v_1)^2}{2T_1} \right];$$

$$(4.8) \quad X_{23} = \left[\frac{\bar{\Phi}_2}{T_2} - \frac{\bar{\Phi}_3}{T_3} \right] + i_2 \left[\frac{1}{T_3} - \frac{1}{T_2} \right] + \left[\frac{1}{2T_3} (v_2 - v_3)^2 \right] + \\ + \left[\frac{1}{\rho_2^0 r_3} \frac{2}{3} \frac{(a - a_3)}{a T_2} \sigma_4 \pi a_3^2 \right],$$

где
$$\bar{\Phi}_2 = \bar{\mu}_2 + \frac{\sigma_4 \pi a^2}{\rho_2^0 r}; \quad \bar{\Phi}_3 = \mu_3 + \frac{\sigma_4 \pi a_3^2}{\rho_2^0 r_3}.$$

Отличие (4.6) от общепринятого выражения для движущей силы массопереноса определяется наличием двух последних членов, обусловленных температурной и скоростной неравновесностью фаз. В силу малости массы зародышей различием температур T_3 и T_1 , скоростей v_3 и v_1 можно пренебречь, тогда соотношение X_{13} совпадает с выражением для движущей силы зародышеобразования (гомогенного, гетерогенного), полученным в [5], и записывается в виде

$$X_{13}^* = \mu_{1c} - \mu_3 - \frac{\sigma_4 \pi a_3^2}{\rho_2^0 r_3}.$$

Эмпирически определено, что вторичное зародышеобразование зависит от скоростей обтекания, силы поверхностного натяжения, температуры раствора, что соответствует соотношению (4.8).

Поступила 18 IX 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Дорохов И. Н., Кафаров В. В., Кольцова Э. М. Уравнения термогидромеханики двухфазной полидисперсной среды с фазовыми переходами при непрерывном расщеплении частиц по размерам.—ПМТФ, 1978, № 1.
2. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
3. Козлова О. Г. Рост и морфология кристаллов. М.: изд. Моск. ун-та, 1972.
4. Русанов А. И. Фазовые равновесия и поверхностные явления. Л.: Химия, 1967.
5. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, 1975.

УДК 539.893 : 62—988

САМОЗАПОЛНЯЮЩИЙСЯ СОСУД ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

В. Н. Ахлюстин

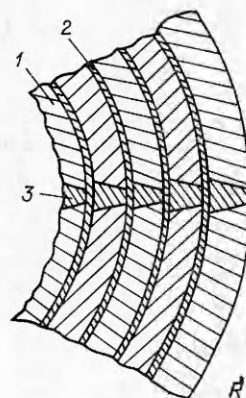
(Челябинск)

Рассмотрим схему сосуда в сильно упрощенном виде, т. е. будем считать его многослойным шаром [1], состоящим из очень тонких слоев, например стальных, между которыми находятся прослойки из легкоплавкого вещества, в частности свинца. Причем свинцовые прослойки занимают малую часть шара (фиг. 1, где 1 — стальной слой, 2 — свинцовая прослойка, 3 — клапан).

Предполагаем, что стальные слои способны к термическому расширению, растяжению, но несжимаемы (имеют коэффициент Пуассона $\mu =$

= 1/2). Сжимаемость свинцовых прослоек и изменение их плотности при плавлении в рассматриваемом приближении несущественны.

Вначале вся система находится при температуре плавления свинца (примем ее за 0), все прослойки тверды. Погрузив шар в жидкий свинец с высокой температурой T_0 , получаем, что наружный слой разогревается до T_0 и расширяется по радиусу на $\alpha R T_0$ (α — линейный коэффициент температурного расширения), т. е. под ним образуется щель, куда затекает свинец снаружи, но пока не расплывется вся прослойка, температура глубже нее выше нуля не поднимается, прогрев снаружи идет неразмытым фронтом (фиг. 2, t — время). При этом существенно, что свинцовые прослойки не являются бесконечно тонкими, так как это привело бы к размыванию фронта $T(r)$ и исчезновению эффекта самозаполнения.



Ф и г. 1

После плавления первой прослойки из свинца начинается прогрев второго слоя, его расширение по радиусу, открытие клапана и затекание свинца во второй слой. Второй слой стали увеличивается по объему, что вызывает закрытие клапана в первом слое и появление давления под ним. То же повторяется под вторым, третьим и т. д. слоями.

Рассмотрим состояние стального слоя радиуса r после прогрева сосуда. Внутренний объем v дополнительно увеличивается за счет прогрева и затекания свинца внутри стального слоя на величину

$$(1) \quad v = (4/3)\pi r^3 \alpha T_0,$$

где 3α — объемный коэффициент температурного расширения, т. е. эта оболочка упруго растягивается по дуге на относительную величину

$$\epsilon = \frac{1}{3} \frac{v}{(4/3)\pi r^3}$$

Подставив сюда v из (1), получаем

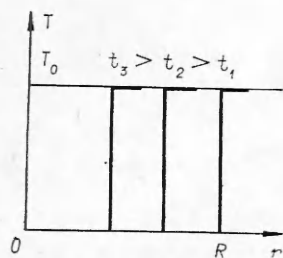
$$(2) \quad \epsilon = \alpha T_0.$$

В оболочке возникнут нормальные напряжения p (вдоль радиуса) и σ (вдоль дуги, фиг. 3):

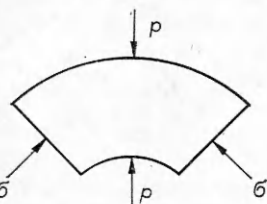
$$\epsilon = -\frac{\sigma}{E} (1 - \mu) + \mu \frac{p}{E}$$

(напомним, что $\mu = 1/2$), следовательно,

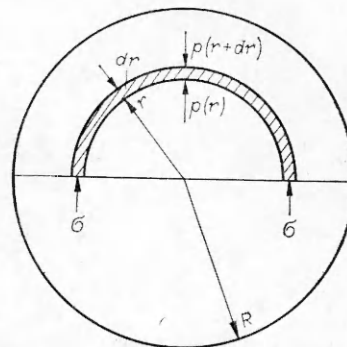
$$(3) \quad \epsilon = (p - \sigma)/2E,$$



Ф и г. 2



Ф и г. 3



Ф и г. 4

где E — модуль Юнга.

Приравняв правые части выражений (2), (3), получим

$$(4) \quad p - \sigma = 2E\alpha T_0.$$

Из условия равновесия элемента оболочки (фиг. 4) следует

$$\pi p(r)r^2 - \pi p(r+dr)(r+dr)^2 + 2\pi r dr \sigma = 0,$$

откуда

$$dp/dr = -2(p - \sigma)/r.$$

Подставляя сюда $(p - \sigma)$ из (4), имеем

$$dp/dr = -4E\alpha T_0/r,$$

откуда при нулевом наружном давлении

$$(5) \quad p(r) = 4E\alpha T_0 \ln \frac{R}{r} \text{ при } T_0 = (p - \sigma)/2\alpha E.$$

Таким образом, показано, что давление в центре шара может быть сколь угодно велико (но расходимость слабая, логарифмическая).

Наполнение сосуда до такого давления заканчивается при полном его прогреве и не требует повторных циклов. При охлаждении снаружи давление растет (из-за сжатия наружных оболочек), но потом, когда температура выравнивается, снова восстанавливается.

Оценим величину давления в стальном сосуде при $R/r = 100$.

Величина $p - \sigma = 2\tau$, где τ — прочность на сдвиг. Для стали примем $\tau = 500$ МПа, $\alpha = 12 \cdot 10^{-6}$ 1/К, $E = 2 \cdot 10^5$ МПа.

При $R/r = 100$ по формулам (5) получаем $p(100) = 9200$ МПа при $T_0 \approx 200$ К.

Учет других эффектов (конечный объем свинца в прослойках, его расширение при плавлении, упрочнение стали под давлением и т. п.) сильно усложнит задачу, но расходимости давления при самозаполнении сосуда не устраняет. Учет сжимаемости материала слоев сосуда (стали) уменьшает величину давления при самозаполнении сосуда, при этом вопрос о расходимости давления в центре сосуда остается открытым.

Поступила 10 XI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Забабахин Е. И., Забабахин И. Е. О прессе сверхвысокого давления. — ПМТФ, 1974, № 3.

УДК 539.374

ОБ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОМ ПОВЕДЕНИИ МАТЕРИАЛА С УЧЕТОМ МИКРОНЕОДНОРОДНОСТИ

О. А. Волоховская, В. В. Подалков
(Москва)

Построение теории пластичности, удовлетворительно описывающей особенности поведения поликристаллических материалов, является одной из актуальных задач механики деформируемого твердого тела. Закономерности пластического деформирования поликристаллического агрегата имеют статистическую