ПМТФ, № 3, 1974

УДК 539.893:62--988

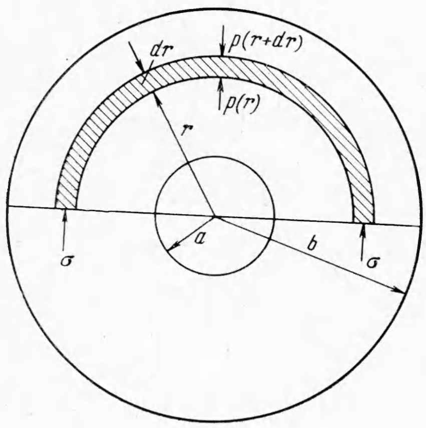
О ПРЕССЕ СВЕРХВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Е. И. Забабахин, И. Е. Забабахин

(Челябинск)

В статье изложена попытка понять принцип действия пресса сверхвысокого давления, описанного в [1]. Действие его сводится к концентрическому сдавливанию заостренных деталей, образующих при сжатии сплошной шар с высоким давлением в центре. В достижении эффекта большую роль играет самоупрочнение деталей пресса при сжатии.

Принципиальная возможность удержать сколь угодно высокое давление в материале конечной прочности известна давно. Возможность существования сверхпрочного сосуда видна, например, из [2] и состоит в следующем. Пусть материал толстостенной сферы всюду напряжен до предела прочности, т. е. в каждой точке его наибольшее сдвиговое напряжение τ равно прочности. Оно действует в плоскости, образующей угол 45° с радиусом, и при этом



Фиг. 1

$$(1) \qquad \tau = (p - \sigma) / 2$$

где p и σ — нормальные напряжения на сфере и радиальной плоскости.

Из условия равновесия элемента сосуда (полусферическая оболочка радиуса r и толщины dr), заштрихованного на фиг. 1, следует:

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

откуда

$$2\sigma = r^{-1} d\,(pr^2) / dr$$

Подставив сюда σ из (1), получаем

$$(2) \qquad dp / dr = -4\tau / r$$

откуда при постоянном τ

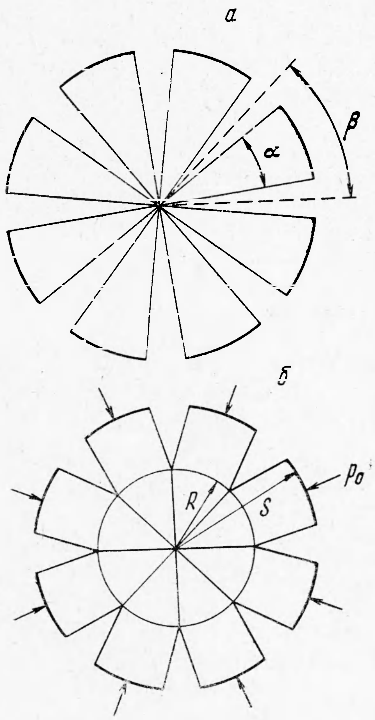
$$p\,(a) = 4\tau \ln b / a$$

При $a \to 0$ давление расходится, но лишь логарифмически, т. е. слабо. Отметим, что $p \to \infty$ означает и неограниченную плотность энергии в центре, т. е. принципиально новый пример неограниченной кумуляции, а именно кумуляции статической, не связанной ни с каким движением.

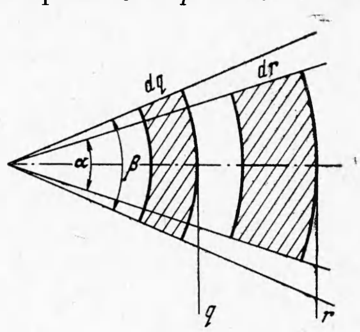
В действительности прочность не остается постоянной, а при сжатии обычно растет, и поэтому расходимость давления в центре может быть более сильной. Так, согласно [3] при давлении в 25 *кбар* прочность на сжатие для стали увеличивается на 18 *кбар* (от 29 до 47 *кбар*), а по [4] для алюминия при $p = 0.5E$ (E — модуль Юнга) увеличивается примерно в 25 раз (несмотря на нагревание в ударной волне, с которой делались опыты).

Ниже описана схема и расчет устройства пресса сверхвысокого давления. Схема его подсказана рисунком в [1], аналогичный рисунок опубликован ранее в [5], но теории кумуляции, т. е. принципа действия, нет.

Схема устройства и ее расчет. Устройство представляет собой шар из множества узких пирамид, заполняющих его не сплошь, а со средней плотностью в K раз меньшей (фиг. 2, *а*). При сдавливании такого пористого шара снаружи в его середине образуется сплошная зона сжатия, а угол при вершине пирамиды увеличивается от α до β (фиг. 2, *б*).



Фиг. 2



Фиг. 3

Найдем распределение давления в зоне сжатия. Размеры элемента пирамиды α, r, dr перейдут в β, q, dq (фиг. 3), при этом на его основании будет действовать давление p, а на боковые грани $\sigma = p - 2\tau$. Вычислим его размеры, мысленно нагружая его сначала всесторонним давлением p, а затем уменьшая давление с боков на 2τ. Получим

$$q\beta = r\alpha\delta^{-1/3}\,[1 + 2\tau\,(1 - \mu)\,/\,E] \tag{3}$$

где E — модуль Юнга, μ — коэффициент Пуассона и $\delta = \rho\,/\,\rho_0$ — относительная плотность (она немного отличается от истинной δ, так как боковое давление меньше радиального). Далее

$$dq = dr\delta^{-1/3}(1 - 4\tau\mu\,/\,E)$$

откуда

$$q = \int_0^r (1 - 4\tau\mu\,/\,E)\,\frac{dr}{\delta^{1/3}} \tag{4}$$

Ясно, что $(\beta\,/\,\alpha)^2 = K$. Подставляя сюда $\beta\,/\,\alpha$ из (3) и q из (4), получим

$$\frac{r}{\delta^{1/3}}\left[1 + \frac{2\tau\,(1-\mu)}{E}\right] = \sqrt{K}\int_0^r \left(1 - \frac{4\tau\mu}{E}\right)\frac{dr}{\delta^{1/3}}$$

Заменяя τ по (2), получаем

(5) $$\frac{r}{\delta^{1/3}}\left[1-\frac{1-\mu}{2E}r\frac{dp}{dr}\right]=\sqrt{K}\int_0^r\left(1+\frac{\mu}{E}r\frac{dp}{dr}\right)\frac{dr}{\delta^{1/3}}$$

Примем далее зависимость p от δ в форме

(6) $$p={}^1/_3\rho_0 c_0^2(\delta^3-1)$$

Модуль Юнга $E=\rho c^2 3(1-2\mu)$. Округляя μ до ${}^1/_3$, получим $E=\rho c^2$. С ростом давления увеличивается ρ, а также скорость звука c, причем в данном случае (6) $c\sim\rho$, т. е. модуль Юнга растет как ρ^3 или, пренебрегая небольшим отличием δ от истинного сжатия, можно принять

(7) $$E=E_0\delta^3$$

где E_0 — для ненагруженного материала.

Подставляя (6) и (7) в (5), получаем

(8) $$\frac{r}{\delta^{1/3}}\left(1-\frac{r}{3\delta}\frac{d\delta}{dr}\right)=\sqrt{K}\int_0^r\left(1+\frac{r}{3\delta}\frac{d\delta}{dr}\right)\frac{dr}{\delta^{1/3}}$$

Решением этого уравнения является степенное распределение плотности $\delta=A/r^n$, где n должно удовлетворять уравнению, получаемому из (8)

(9) $$(1+n/3)^2=\sqrt{K}(1-n/3)$$

откуда при малой пористости

(10) $$n\approx(K-1)/2$$

При $K=1$ (сплошной шар) получаем $n=0$, т. е. концентрации давления в центре нет, если же $K>1$, то давление к центру нарастает и тем сильнее, чем больше K, но величина K ограничена прочностью (см. ниже).

Определим величину A из условия, что на поверхности зоны сплошного сжатия элементы соседних пирамид соприкоснулись, но еще не давят друг на друга, т. е. $\sigma(R)=0$ или $p(R)=2\tau(R)$. Подставляя сюда $p(R)={}^1/_3E_0(A^3/R^{3n}-1)$ и $\tau(R)$ по (2), получаем

$$A=R^{3n}/(1-{}^3/_2n)$$

(11) $$p(r)=\frac{E_0}{3}\left[\frac{1}{1-{}^3/_2n}\left(\frac{R}{r}\right)^{3n}-1\right]$$

(12) $$\tau(r)=\frac{E_0}{4}\frac{n}{1-{}^3/_2n}\left(\frac{R}{r}\right)^{3n}$$

При малой пористости эти формулы принимают вид

(13) $$p(r)=\frac{E_0}{3}\left[\frac{1}{1-{}^3/_4(K-1)}\left(\frac{R}{r}\right)^{3(K-1)/2}-1\right]$$

(14) $$\tau(r)={}^1/_8E_0(K-1)(R/r)^{3(K-1)/2}$$

При $r\to 0$ давление p и касательное напряжение неограниченно растут и при том тем сильнее, чем больше K. Найдем размеры зон высокого давления, считая, что пресс не разрушается, т. е. что рост прочности опережает увеличение τ. Вероятно, это может быть справедливо даже очень близко к центру, о чем говорит огромное давление (2 *Мбар*), достигнутое в японском прессе.

Из (13) и (14) получаем

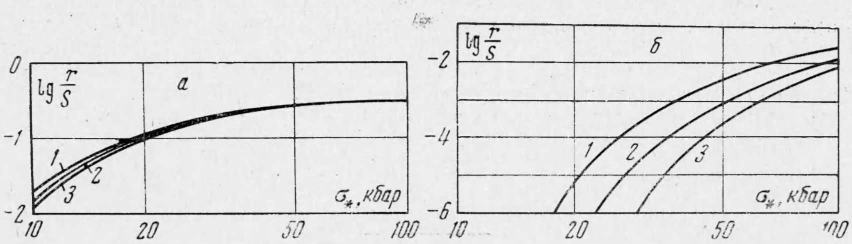
(15) $\tau = {}^{1}/_{8}\ (K - 1)(E_0 + 3p)$

Выберем K таким, чтобы на границе зоны сплошного сжатия материал находился на пределе прочности, т. е. чтобы давление p было равно прочности на сжатие $\sigma_* : p\ (R) = \sigma_*$.

Подставляя это равенство в (15) и учитывая, что $\tau\ (R) = \sigma_* / 2$, получим максимально допустимую пористость

(16) $K - 1 = 4\sigma_* / (E_0 + 3\sigma_*)$

Подставляя (16) в (15), а также равенство $p_0 / \sigma_* = (S / R)^2$, где p_0 — давление жидкости, окружающей пресс радиуса S (зазоры между



Фиг. 4

пирамидами от жидкости закрыты, т. е. в них давление p_0 не действует), после преобразования получаем

(17) $$\lg \frac{r}{S} = \lg \sqrt{\frac{p_0}{\sigma_*}} - \frac{E_0 + 3\sigma_*}{6\sigma_*} \lg \frac{E_0 + 3p}{E_0 + 3\sigma_*}$$

(логарифмическая форма здесь удобна, так как r / S меняется в очень широких пределах).

Величина r / S зависит от четырех переменных — p_0, E_0, σ_* и p. Одну из них фиксируем, положив $p_0 = 10$ *кбар*, т. е. считаем, что сосуд, охватывающий пресс, выдерживает это давление. Зависимость от остальных параметров показана на фиг. 4, на которой кривые *1*, *2*, *3* относятся к значениям $E_0 = 1000$, 2000, 5000 *кбар*, $p = 100$ *кбар* для *а* и $p = 1000$ *кбар* для *б*.

Из фигуры видно, что очень высокие давления достижимы, но объемы, где они реализуются, малы (1 *Мбар* развивается при $r / S = 2 \cdot 10^{-4}$, т. е. в прессе с радиусом более 100 *мм* лишь при $r = 0.02$ *мм*). Поэтому удивляет давление 2 *Мбар*, якобы достигнутое в японском прессе — оно развивается лишь при $r / S = 10^{-7}$ или $r = 10^{-5}$ *мм*.

При фиксированном E_0 выгодна бóльшая прочность σ_*, что естественно, но при той же прочности выгоден меньший модуль E_0 (т. е. меньшая жесткость), что заранее предвидеть было трудно.

Радиус зоны сжатия $R \sim \sqrt{p_0}$, при этом распределения давлений и других величин по r подобны и отличаются лишь масштабом по r, т. е. все явление автомодельно.

По-видимому, реальное число пирамид может быть не очень большим: на схеме в [1] их всего восемь, а в наружной части сферы даже шесть.

Отметим, что инородный образец в центре пресса изменит распределение давления и оно будет нуждаться в новом расчете (которого в данной статье нет). Без этого оно может быть указано только по порядку величины.

Таким образом, из материала конечной прочности можно сделать устройство, развивающее и удерживающее в малом объеме большое, возможно, неограниченное давление. Оно может быть развито в системе согласованно сближающихся пирамид, где давление в центре расходится по степенному закону и, вероятно, не ограничивается прочностью. Вопрос о физических ограничениях расходимости в центре пресса остается открытым.

Поступила 12 XI 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. *Kawai Naoto*. Production of very high pressure. J. Japan High Pressure Inst., 1971, vol. 9, No. 3.
2. *Хилл Р*. Математическая теория пластичности. М., Гостехиздат, 1956.
3. Науки о земле. Справочник физических констант горных пород. М., «Мир», 1969, стр. 259.
4. *Новиков С. А.*, *Синицына Л. М*. О влиянии давления ударного сжатия на величину критических напряжений сдвига в металлах. ПМТФ, 1970, № 6.
5. Современная техника высоких давлений. М., «Мир», 1964, стр. 200.