УДК 539.893:62—987/—988

О ПРЕССЕ СВЕРХВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Ю. И. Фадеенко

(*Новосибирск*)

В работе [1] в качестве общего принципа действия прессов сверхвысокого давления называется принцип упрочнения материалов при увеличении их плотности (объемного упрочнения). Затем анализируется некоторая частная схема сферического пресса; в этом частном случае нарастание давления к центру пресса оказывается относительно медленным, и поэтому в [1] ставится под сомнение возможность создания мегабарных статических давлений в сколько-нибудь значительном объеме.

В данной работе решена задача о напряженном состоянии в сфере из объемно-упрочняющегося материала, соответствующем предельно быстрому нарастанию давления к центру пресса. При $r \to 0$ справедлив асимптотический закон $p \sim r^{-\mu}$. Теоретические оценки и обзор экспериментальных данных показывают, что при высоких давлениях для типичных материалов $0{,}15 \leqslant \mu \leqslant 0{,}75$. Однако у ряда материалов в определенных диапазонах давлений отмечены существенно более высокие значения $\mu \geqslant 1$. Чередование слоев из надлежащим образом подобранных материалов дает возможность удержать в сферическом прессе мегабарные давления в технически приемлемых объемах.

Рассмотрим задачу о напряженном состоянии в сферическом прессе, соответствующем предельно быстрому нарастанию давления к центру пресса, в общем виде, т. е. без каких-либо ограничений, свойственных конкретным техническим схемам.

Уравнение равновесия напряжений в сферических координатах r, φ, θ в случае центральной симметрии имеет вид

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{2(\sigma_{rr} - \sigma_{\varphi\varphi})}{r} = 0, \tag{1}$$

причем

$$\sigma_{\theta\theta} = \sigma_{\varphi\varphi}, \quad \tau_{r\varphi} = \tau_{\varphi\theta} = \tau_{\theta r} = 0.$$

Пусть выполняется критерий текучести Мизеса

$$(\sigma_{rr} - \sigma_{\varphi\varphi})^2 + (\sigma_{\varphi\varphi} - \sigma_{\theta\theta})^2 + (\sigma_{\theta\theta} - \sigma_{rr})^2 + 6(\tau_{r\varphi}^2 + \tau_{\varphi\theta}^2 + \tau_{\theta r}^2) = 6Y^2,$$

тогда должно выполняться условие $-Y\sqrt{3} \leqslant (\sigma_{\varphi\varphi} - \sigma_{rr}) \leqslant Y\sqrt{3}$, в котором знак неравенства соответствует упругому состоянию материала, а знак равенства — пластическому. Максимально быстрое нарастание давления к центру пресса имеет место при

$$\sigma_{\varphi\varphi} - \sigma_{rr} = Y\sqrt{3}. \tag{2}$$

Обычно принимают $Y = \text{const}$; тогда при условии (2) решение (1) имеет вид

$$p = p_0 + 2\sqrt{3}\,Y \ln\frac{r_0}{r}, \tag{3}$$

где p_0 — гидростатическое давление в материале на поверхности пресса, связанное с радиальным напряжением σ_0 на поверхности соотношением

$$p_0 = -\sigma_0 - Y\sqrt{\frac{4}{3}}, \quad (\sigma_0 \geqslant -\sqrt{3}\,Y),$$

а r_0 — радиус пресса. Из (3) следует, что при $r \to 0$ давление нарастает неограниченно, но нарастание это слишком медленное и практически не может быть использовано для получения сверхвысоких давлений.

Ограничимся рассмотрением простейшего закона объемного упрочнения (линейного)

(4) $$Y(p)=Y_0+\alpha p,$$

так как с достаточной точностью любую функцию $Y(p)$ можно представить в виде ломаной. При условии (4) решение (1) имеет вид

(5) $$\frac{Y_0+\alpha p}{Y_0+\alpha p_0}=\left(\frac{r_0}{r}\right)^{\mu},$$

где $$\mu=\frac{6\sqrt{3}\alpha}{3+2\sqrt{3}\alpha}.$$

При очень высоких давлениях ($p \gg Y_0/\alpha$)

$$p \simeq \left(p_0+\frac{Y_0}{\alpha}\right)\left(\frac{r_0}{r}\right)^{\mu}.$$

Оценка порядка величины α для типичных твердых тел при очень высоких давлениях может быть получена из соображений, что дислокации закрепляются на барьерах и прочность материала должна приближаться к теоретической

$$Y=\frac{G}{k}=\frac{E}{2k(1+\nu)},$$

где G — модуль сдвига; E — модуль Юнга; ν — коэффициент Пуассона. Величина коэффициента пропорциональности k зависит от вклада центральных парных взаимодействий в энергию связи; при нулевом давлении для железа $k \simeq 30$, а для вольфрама и молибдена $k \simeq 10$[2]. Величина ν по мере увеличения вклада центральных взаимодействий стремится к предельному значению $\nu=0{,}25$ [3]. Для материала с нулевой изотермой

$$p=A\left[\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^n-1\right]$$

справедливы соотношения

$$E=3n(1-2\nu)(p+A),$$

$$Y=\frac{3n}{2k}\frac{1-2\nu}{1+\nu}(p+A).$$

Таким образом,

(6) $$\alpha \simeq \frac{3n}{2k}\frac{1-2\nu}{1+\nu}.$$

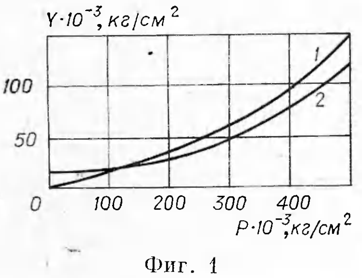
В области мегабарных давлений $n \simeq 3-5$ [4]. Положив $n=3-5$, $k=10-30$, $\nu=0{,}25-0{,}33$, получаем из (6)

(7) $$\alpha \simeq 0{,}04-0{,}30, \quad \mu \simeq 0{,}14-0{,}77.$$

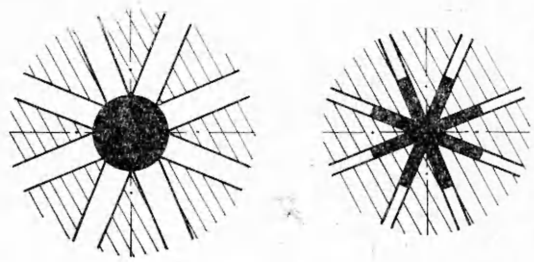
Эта оценка хорошо согласуется с теоретическими расчетами прочности идеальной ГЦК-решетки [5], где было получено $\alpha \simeq 0{,}1$.

Сопоставим полученные оценки с известными экспериментальными данными. На фиг. 1 приведены зависимости $Y(p)$ для двух сортов стали (*1* — Ст 45, *2* — 2Х18Н9), полученные в [6]; из этих данных видно, что с ростом давления α увеличивается примерно до 0,5 и при 0,5 Мбар еще не замечается тенденция к прекращению роста α. В таблице приведены некоторые данные о значениях α для ряда материалов при высоких давлениях. Эти данные хорошо согласуются с оценками (7), однако для некоторых материалов в определенных диапазонах давлений величины α и μ оказываются заметно выше типичных.

На основании изложенного можно сделать следующий вывод: чередование слоев из надлежащим образом выбранных материалов дает воз-



Фиг. 1


Фиг. 2

можность удержать в сферическом прессе напряженное состояние с быстрым возрастанием давления к центру, причем мегабарные давления могут быть удержаны в практически приемлемых объемах. Проиллюстрируем этот вывод численным примером. Пусть $Y_0=10$ кбар, $\sigma_{\varphi\varphi}(r_0)=0$, $\alpha=0{,}5$, $\mu\simeq 1{,}1$, $Y_0+\alpha p_0=3Y_0/(3-\alpha\sqrt{3})\approx 14{,}1$ кбар, $\sigma_0=-24{,}4$ кбар, тогда при $r=0{,}01r_0$ удерживается давление около 4,5 Мбар.

Материал	α	Диапазон давления, кбар	Источник
Пирофиллит		10—40	[7]
блочный	0,47		
порошковый . . .	0,25		
Литий	0,275	50—100	[6]
Сталь 45	0,5	400—500	[6]
Вольфрам	0,33	100—175	[6]
Медь 1Б	0,056	0—25	[6]
»	0,33	50—100	[6]
Медь чистая	0,016	50—150	[8]
Медь	0,165	10—40	[7]
Свинец	0,09	20	[7]
Карбид бора	0,4	25	[7]

Касаясь вопроса о возможном конкретном устройстве прессов сверхвысокого давления, обратим внимание на схему фиг. 2 (на которую автору указал Г. В. Иванов). В этой схеме высокое давление создается в процессе экструзии пластического заполнителя через зазоры между пирамидальными пуансонами. Радиальное распределение давления, возникающее при таком течении, приближенно описывается уравнением

$$\frac{dp}{dr}=-\frac{2Y^*}{h},$$

где $h(r)$ — толщина зазора; $Y^*(p)$ — сопротивление заполнителя чистому сдвигу. Надлежащим выбором зазора в принципе можно обеспечить создание любого возможного напряженного состояния в пирамидах (в том числе и оптимального состояния (5)).

Аналогичным образом может быть рассмотрен случай цилиндрического пресса; близкая по постановке задача решена в [9].

Поступила 5 II 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. **Забабахин Е. И., Забабахин И. Е.** О прессе сверхвысокого давления.— ПМТФ, 1974, № 3, с. 116—120.
2. **Жданов В. А., Конусов В. Ф., Жуков А. В.** Расчет механической прочности кристаллических решеток железа, молибдена и вольфрама.—«Изв. высш. учеб. заведений. Физика», 1972, № 10, с. 74—78.
3. **Макклинток Ф., Аргон А.** Деформация и разрушение материалов. М., «Мир», 1970.
4. **Жарков В. И., Трубицын В. П., Царевский И. А., Макалкин А. Б.** Уравнение состояния космохимических веществ и строение больших планет.—«Изв. АН СССР. Физика Земли», 1974, № 10, с. 7—18.
5. **Жданов В. А., Конусов В. Ф.** Об устойчивости кристаллических решеток при сдвигах.— ЖЭТФ, 1950, т. 20, вып. 1, с. 3—15.
6. **Верещагин Л. Ф., Шапочкин В. А.** Влияние гидростатического давления на сопротивление сдвигу в твердых телах.—ФММ, 1960, т. 9, вып. 2, с. 258—264.
7. **Банди Ф.** Основные принципы конструирования аппаратов высокого давления.— В кн.: Современная техника сверхвысоких давлений. М., «Мир», 1964, с. 16—50.
8. **Riecker R. E., Towle L. C.** Shear strength of grossly deformed Cu, Ag and Au at high pressures and temperatures.—«J. Appl. Phys.», 1967, vol. 38, N 13, p. 5189—5194.
9. **Огибалов П. М., Кийко И. А.** Поведение вещества под давлением. Изд. Московск. ун-та, 1962.

УДК 534.222.2

ПРИМЕНЕНИЕ РЕЛАКСАЦИОННОЙ МОДЕЛИ ВЯЗКОУПРУГОСТИ ПРИ РАСЧЕТЕ ОДНООСНЫХ ОДНОРОДНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ И УТОЧНЕНИИ ИНТЕРПОЛЯЦИОННЫХ ФОРМУЛ МАКСВЕЛЛОВСКОЙ ВЯЗКОСТИ

С. К. Годунов, В. В. Денисенко, Н. С. Козин, Н. К. Кузьмина

(*Новосибирск*)

Целью работы является применение релаксационной модели вязкоупругости, предложенной в [1—3] для расчетов по высокоскоростному деформированию стержней и пластин и уточнения с их помощью интерполяционных формул максвелловской вязкости χ (величины, обратной времени релаксации τ касательных напряжений). Такие расчеты проводятся для изучения зависимости динамического предела текучести σ_g от скорости деформирования $\dot{\varepsilon}$. Авторами предложено для построения интерполяционных формул максвелловской вязкости χ обратить зависимость $\sigma_g(\dot{\varepsilon}, T)$ относительно $\dot{\varepsilon}$ и считать $\chi = \dot{\varepsilon}(\sigma, T)$ (здесь σ — интенсивность касательных напряжений; T—температура). Численный анализ показал, что эта формула приводит к правильной качественной зависимости в расчетах величины $\sigma_g(\dot{\varepsilon})$. Для количественного совпадения численных расчетов с экспериментальными данными в данной работе в формулу $\chi = \chi(\sigma, T)$ вводится поправочный множитель.

Рассмотрим одноосную деформацию стержня длины L в направлении оси ox. Левый конец стержня закреплен в точке $x_0 = 0$, правый деформируется со скоростью $U(t)$, т. е. $x_1 = L + \int_0^t U(t)\,dt$. При однородной деформации скорость точек стержня линейно распределена по длине стержня, т. е.

$$u(x,t) = U(t)x/x_1(t),$$