

13. Зволинский Н. В., Подъяпольский Г. С., Флитман Л. М. Теоретические аспекты задачи о взрыве в грунте.— Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1973. № 1.
14. Адушкин В. В. и др. Механика подземного взрыва.—Итоги науки и техники. Сер. Механика твердых деформируемых тел, 1973, т. 7.
15. Коротков П. Ф., Лобанов В. С. Расчет взрыва гексогена в алюминии.— ПМТФ, 1973, № 4.
16. Коротков П. Ф., Просвирнина Б. М. Численное исследование взрыва в упруго-пластической среде и некоторые вопросы моделирования.— ДАН СССР, 1976, т. 228, № 1.
17. Коротков П. Ф., Просвирнина Б. М. Численное исследование цилиндрического взрыва в упругоэластической среде.— ДАН СССР, 1978, т. 241, № 6.
18. Коротков П. Ф., Лобанов В. С., Христофоров Б. Д. Расчет взрыва в воде по опытными данным о расширении полости.— ФГВ, 1972, № 4.
19. Шемякин Е. И. Расширение газовой полости в несжимаемой упругоэластической среде.— ПМТФ, 1961, № 5.
20. Чедвик П., Коке А., Голкинс Г. Механика глубинных подземных взрывов. М., Мир, 1966.
21. Садовский М. А. Механическое действие воздушных ударных волн взрыва по данным экспериментальных исследований.— В кн.: Физика взрыва. М., Изд-во АН СССР, 1952, № 1.
22. Sharpe J. A. The production of elastic waves by explosion pressure.— Geophysics, 1962, vol. 7, N 2.

УДК 533.6.071.2

### О РАСПРЕДЕЛЕНИИ НАПРЯЖЕНИЙ В ЗАКЛИНИВАЮЩЕМСЯ ПОРШНЕ И СТВОЛЕ СИСТЕМЫ АДИАБАТИЧЕСКОГО СЖАТИЯ ГАЗА

*А. А. Мещеряков, В. И. Пинаков, М. Е. Топчиан*  
(Новосибирск)

В практике газодинамического эксперимента широкое применение нашел способ получения адиабатически сжатого газа за счет торможения предварительно разогнанного поршня. При этом процессе необходимые параметры сжатого газа получаются обычно лишь на заключительной стадии движения, составляющей малую часть общего хода поршня. Отскок поршня после цикла сжатия происходит за очень короткие времена, что резко уменьшает время существования высоких параметров газа и приводит к необходимости создания специальных клапанных устройств для предотвращения обратного перетекания газа из форкамеры [1]. Такие многоклапанные системы обладают низкой надежностью, поскольку в силу требований малой инерционности и больших проходных сечений число таких клапанов достигает нескольких десятков, кроме того, эти клапаны работают в условиях высоких давлений и температур, а также в условиях сильного коррозионного воздействия, если в качестве рабочего тела применяется химически активный газ.

Радикально проблему удержания газа можно решить с помощью заклинивающегося поршня, конструкция которого описана в работе [2]. Реализация этого изобретения для конкретных приложений связана с необходимостью расчета распределения радиальных напряжений в стволе, которые зависят как от геометрии поршня и максимальных давлений, получаемых в установке, так и от условий закрепления ствола.

В данной работе описан метод такого расчета и приводятся его результаты.

Заклинивающийся поршень (фиг. 1) состоит из плунжера 1, уплотнительных колец 2 и клиньев 3 с упругими кольцами 4. Разгон поршня в стволе 5 осуществляется газом, запасенным в ресивере 6 после среза пайбы 7.

Средняя часть плунжера геометрически представляет собой один или несколько усеченных конусов с половинным углом при вершине  $\alpha$ , обращенных большими основаниями в сторону сжимаемого газа. В полости

между стволом и плунжером вложены клинья, представляющие собой разрезанные по радиусу на части втулки, внутренняя поверхность которых является конической с тем же углом  $\alpha$  и снабжена антифрикционным покрытием. Угол  $\alpha$  и углы скольжения  $\beta_1, \beta_2$ , соответствующие коэффициентам трения по внутренней и внешней поверхностям клина, удовлетворяют соотношениям  $\beta_2 - \beta_1 > \alpha$  и  $\beta_2 > 2\beta_1$ . Практически  $\alpha = 5^\circ$ , что обеспечивает заклинивание поршня в момент его остановки.

Поршень вместе с клиньями удерживается от обратного движения силами трения о ствол, запирая сжатый газ. При этом со стороны клиньев на ствол действует радиальная нагрузка, распределение которой вдоль образующей и составляет предмет предлагаемого расчета. Решение такой задачи позволяет найти зависимость максимального значения радиального напряжения  $\sigma_r$  от давления сжатого газа и геометрических характеристик поршня, что позволит оптимизировать его конструкцию.

Согласно [3], в случае ступенчатого распределения радиальной нагрузки на ствол с внутренним радиусом  $a$  и наружным  $b$  отклонения от формул Ламэ незначительны, если осевое расстояние  $l$  от точки скачка больше, чем  $2\sqrt{b(b-a)}$ .

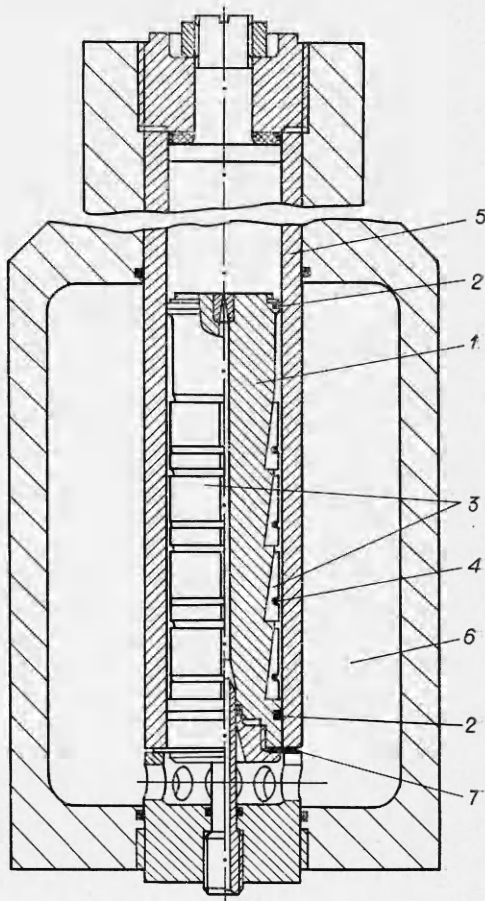
В передней части поршня скачок напряжений незначителен, поскольку контактные напряжения на клиньях обычно близки давлению газа. Скачок нагрузки сзади всегда приводит к перераспределению усилий на хвостовую часть поршня, но это перераспределение может быть сделано малым путем соответствующего профилирования ствола или установки развязывающего фланца.

Поскольку для срабатывания системы заклинивания необходимо, чтобы радиальный размер клина превосходил разность радиальных деформаций ствола и плунжера, этот размер может быть достаточно малым. Это позволяет приближать реальные напряжения непрерывными функциями и пренебрегать деформациями клиньев.

Заклинивающийся поршень будем рассматривать как обычный плунжер, останавливающийся в стволе по окончании цикла сжатия газа, при этом на стопорящем участке длиной  $h$  для напряжений выполняются равенства

$$(1) \quad a^2 d\sigma_{\text{п}} = 2a \operatorname{tg} \alpha \sigma_r dx = -(b^2 - a^2) d\sigma_c,$$

где  $\sigma_c(x)$  и  $\sigma_{\text{п}}(x)$  — установившиеся распределения осевых напряжений.



Фиг. 1

в стволе и поршне. Полная длина ненагруженного поршня  $L = h + l$ .

Относительные  $\varepsilon$  и абсолютные  $u$  радиальные деформации ствола и поршня удовлетворяют уравнениям [3]

$$(2) \quad \varepsilon_c = \frac{1}{E} \sigma_c + \frac{2a^2\mu}{(b^2 - a^2)E} \sigma_r, \quad \varepsilon_{\Pi} = \frac{1}{E} \sigma_{\Pi} - \frac{2\mu}{E} \sigma_r,$$

$$u_c = -\frac{a}{E} \left( \frac{b^2 + a^2}{b^2 - a^2} + \mu \right) \sigma_r - \frac{\mu a}{E} \sigma_c, \quad u_{\Pi} = \frac{a}{E} (1 - \mu) \sigma_r - \frac{\mu a}{E} \sigma_{\Pi}.$$

Система замыкается уравнением совместности абсолютных радиальных и осевых деформаций

$$(3) \quad (u_c - u_c^0) - (u_{\Pi} - u_{\Pi}^0) = \left[ \delta + \int_0^x (\varepsilon_c - \varepsilon_c^0) d\xi - \int_0^x (\varepsilon_{\Pi} - \varepsilon_{\Pi}^0) d\xi \right] \operatorname{tg} \alpha.$$

Верхним индексом 0 обозначены параметры напряженного состояния, соответствующие началу процесса заклинивания,  $\delta$  — величина перемещения заднего торца поршня относительно ствола после заклинивания.

Определим вид функций, отмеченных в уравнении (3) верхним индексом 0. Если пренебречь величиной давления газа в ресивере по сравнению с давлением сжатого газа, то в начальный момент заклинивания осевые напряжения в поршне на отрезке  $0 \leq x \leq h$  даются линейной зависимостью (поршень считается однородным по сечению, радиальным размером клиньев пренебрегаем)

$$(4) \quad \sigma_r^0(x) = -\frac{p}{L} x.$$

Для  $\varepsilon_r^0$  и  $u_r^0$  имеем

$$(5) \quad \varepsilon_r^0 = -\frac{p}{EL} x, \quad u_r^0 = \frac{\mu a p}{EL} x.$$

Величина начальных осевых напряжений в стволе  $\sigma_c^0$  определяется неоднозначно, так как зависит от конструкции установки, условий закрепления ствола и задается инерционными нагрузками на участке ствола  $0 \leq x \leq h$  в момент заклинивания поршня. Длина ствола, по крайней мере, на порядок превосходит длину поршня, это позволяет считать  $\sigma_c^0$  на участке  $0 \leq x \leq h$  приближенно постоянной величиной.

Масса ствола много больше (по крайней мере, на два порядка) массы поршня. Если предположить, что «бесконечная» масса сосредоточена в области  $x > h$  (центр масс впереди заклинивающегося поршня), то  $\sigma_c^0 \approx 0$ , если же масса установки в основном сосредоточена в области  $x < 0$  (центр масс позади поршня), то  $\sigma_c^0 \approx \frac{a^2}{b^2 - a^2} p$ .

В реальных случаях имеют место различные значения начального напряжения ствола в пределах  $0 \leq \sigma_c^0 \leq \frac{a^2}{b^2 - a^2} p$ .

После введения безразмерных переменных и констант дифференцирование уравнения (3) и подстановка в него (1), (2) с учетом (4)—(5) приводят к неоднородному линейному дифференциальному уравнению

$$\frac{d^2 \pi_{\Pi}}{d\xi^2} - \gamma^2 \pi = \frac{\gamma^2 (1 - \beta^2)}{\lambda} \left( \mu + \pi_c^0 \lambda + \gamma \xi \right)$$

с граничными условиями  $\pi_{\Pi}(0) = 0$ ,  $\pi_{\Pi}(1) = -1$ , где

$$\xi = x/h; \quad \pi_{\Pi} = \sigma_{\Pi}/p; \quad \gamma = \frac{h \operatorname{tg} \alpha}{a}; \quad \lambda = \frac{L \operatorname{tg} \alpha}{r}; \quad \beta = \frac{a}{b}; \quad \pi_c^0 = \frac{\sigma_c^0}{p}.$$

Решением этого уравнения является функция

$$\begin{aligned} \pi_{\Pi}(\xi) = (1 - \beta^2) \left\{ \left( \frac{\mu}{\lambda} + \pi_c^0 \right) \left[ \frac{\operatorname{sh} \gamma \xi + \operatorname{sh} \gamma (1 - \xi)}{\operatorname{sh} \gamma} - 1 \right] + \right. \\ \left. + \frac{\gamma}{\lambda} \left[ \frac{\operatorname{sh} \gamma \xi}{\operatorname{sh} \gamma} - \xi \right] \right\} - \frac{\operatorname{sh} \gamma \xi}{\operatorname{sh} \gamma}, \end{aligned}$$

после подстановки которой в (1) получаем аналогичные формулы для распределений безразмерных радиальных ( $\pi_r = \sigma_r/p$ ) и осевых ( $\pi_c = \sigma_c/p$ ) напряжений в створе

$$\begin{aligned} \pi_r(\xi) = \frac{1 - \beta^2}{2} \left[ \left( \frac{\mu}{\lambda} + \pi_c^0 \right) \frac{\operatorname{ch} \gamma \xi - \operatorname{ch} \gamma (1 - \xi)}{\operatorname{sh} \gamma} + \frac{\gamma}{\lambda} \left( \frac{\operatorname{ch} \gamma \xi}{\operatorname{sh} \gamma} - \frac{1}{\gamma} \right) \right] - \frac{\operatorname{ch} \gamma \xi}{2 \operatorname{sh} \gamma}, \\ \pi_c(\xi) = \beta^2 \left\{ \left( \frac{\mu}{\lambda} + \pi_c^0 \right) \left[ 1 - \frac{\operatorname{sh} \gamma \xi + \operatorname{sh} \gamma (1 - \xi)}{\operatorname{sh} \gamma} \right] - \frac{\gamma}{\lambda} \left( \frac{\operatorname{sh} \gamma \xi}{\operatorname{sh} \gamma} - \xi \right) \right\} + \\ + \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \frac{\operatorname{sh} \gamma \xi}{\operatorname{sh} \gamma}. \end{aligned}$$

Для дальнейшего анализа наибольший интерес представляет распределение радиальных напряжений  $\pi_r(\xi)$ . В рассматриваемом интервале  $0 \leq \xi \leq 1$  при реальных величинах констант и значении  $\pi_c^0$  между нулем и  $\beta^2/(1 - \beta^2)$  на всем протяжении участка заклинивания  $\pi_r(\xi) < 0$ , максимальные значения радиальных напряжений в зависимости от начальных условий достигаются либо на одном из двух, либо на обоих концах участка заклинивания, где  $\pi_r(\xi)$  может быть рассчитано по формулам

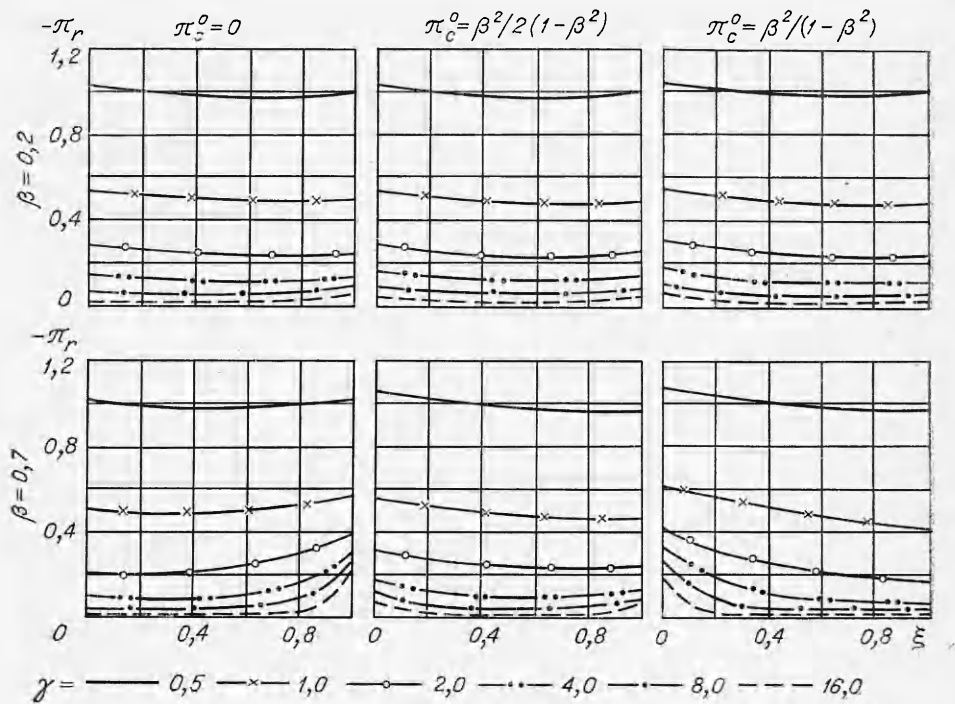
$$\begin{aligned} \pi_r(1) = \frac{1 - \beta^2}{2} \left\{ \left( \frac{\mu}{\lambda} + \pi_c^0 \right) \frac{\operatorname{ch} \gamma - 1}{\operatorname{sh} \gamma} + \frac{\gamma}{\lambda} \left( \frac{\operatorname{ch} \gamma}{\operatorname{sh} \gamma} - \frac{1}{\gamma} \right) \right\} - \frac{\operatorname{ch} \gamma}{\operatorname{sh} \gamma}, \\ \pi_r(0) = \frac{1 - \beta^2}{2} \left\{ \left( \frac{\mu}{\lambda} + \pi_c^0 \right) \frac{1 - \operatorname{ch} \gamma}{\operatorname{sh} \gamma} + \frac{\gamma}{\lambda} \left( \frac{1}{\operatorname{sh} \gamma} - \frac{1}{\gamma} \right) \right\} - \frac{1}{\operatorname{sh} \gamma}. \end{aligned}$$

При увеличении длины поршня и постоянном давлении удерживаемого газа величина радиальных напряжений должна уменьшаться, поскольку усилие, удерживающее поршень, распределяется на большую длину заклинивающегося участка. Как, однако, показывает расчет, величина максимальных напряжений не становится исчезающе малой, а вследствие перераспределения нагрузки концентрируется в зависимости от начальных условий у одного или обоих концов поршня в виде все более сужающегося пика, величина которого при  $\gamma \rightarrow \infty$  уменьшается и в пределе определяется из соотношений

$$\pi_r(1) = \frac{1 - \beta^2}{2} (\pi_c^0 + 1) - \frac{1}{2}, \quad \pi_r(0) = -\frac{1 - \beta^2}{2} \pi_c^0.$$

Можно видеть, что первая из этих величин равна  $-\beta^2/2$  при расположении центра масс впереди по движению поршня ( $\pi_c^0 = 0$ ) и нулю при расположении позади поршня ( $\pi_c^0 = \frac{\beta^2}{1 - \beta^2}$ ), вторая, наоборот, равна нулю в первом случае и  $-\beta^2/2$  — во втором.

Максимальное радиальное напряжение может быть уменьшено при рациональном выборе положения центра масс. Очевидно, для этого нужно выполнить условие  $\pi_r(0) = \pi_r(1)$ , с помощью которого можно найти



Фиг. 2

необходимые начальные напряжения в стволе по формуле

$$\pi_c^0 = \frac{\lambda - \gamma(1 - \beta^2) - 2\mu(1 - \beta^2)}{2\lambda(1 - \beta^2)} = \frac{1}{2(1 - \beta^2)} - \frac{\gamma}{2\lambda} - \frac{\mu}{\lambda}$$

или при больших  $\gamma$

$$\pi_c^0 = \frac{\beta^2}{2(1 - \beta^2)},$$

что соответствует центру масс, расположенному в середине участка заклинивания. Максимальные напряжения будут при этом снижены в два раза по сравнению с расположением впереди или позади этого участка.

На фиг. 2 изображены зависимости  $\pi_r(\xi)$  для  $\gamma = 0,5; 1; 2; 4; 8; 16$ ;  $\beta = 0,2$  и  $0,7$ ;  $\pi_c^0 = 0, \beta^2/2(1 - \beta^2), \beta^2/(1 - \beta^2)$ .

Предварительные модельные исследования работоспособности рассчитанной системы были проведены на устройстве ( $h = L = 11,5$  см,  $a = 2$  см,  $b = 10$  см,  $\alpha = 5^\circ$ ), схема которого приведена на фиг. 1.

Безразмерные параметры  $\lambda, \gamma$  и  $\beta$  для указанных выше размеров были равны соответственно 0,5; 0,5 и 0,2. Величина  $\gamma$  специально выбрана так, чтобы радиальные напряжения имели большие значения, дабы проверить возможность удержания поршня при малой его длине. Расчет по приведенным выше формулам дает максимальную величину напряжений  $\sigma_r(\xi) = 1,02$ , т. е. примерно равную давлению сжатого газа.

Необходимо напомнить, что расчет произведен для момента, когда поршень полностью остановился и занял положение равновесия. Очевидно, что в процессе заклинивания происходит некоторое «проседание» поршня, поэтому в зависимости от величины сжатого объема давление газа к моменту окончания процесса заклинивания в той или иной мере умень-

шается. Испытания системы на описанной модельной установке проведены при значениях пиковых давлений примерно 1500; 4000 и 8000 атм. Давление газа по окончании заклинивания составляли величины соответственно около 1250; 2200 и 3700 атм. Проведено несколько десятков циклов для каждого давления, работа системы была безотказной. При работе на максимальном давлении на внутренней поверхности ствола возникали отпечатки — следы давления клиньев. Идентичность (визуальная) отпечатков свидетельствует о равномерности распределения напряжений.

На другой модели использовался поршень диаметром 50 мм, имеющий величины  $\lambda$ ,  $\gamma$  и  $\beta$ , равные приблизительно 0,9; 0,87; 0,45 соответственно. Рабочее давление сжимаемого газа около 2000 атм. Максимальные радиальные напряжения в этом случае, согласно расчету, составляют около 1200 атм.

Следует отметить, что при проведении нескольких сотен циклов работы не было ни одного случая отказа системы или повреждения ее элементов.

Поступила 5 IV 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Von Karman Institute for Fluid Dynamics. Education and Research. 1956—1976, 1976.
2. Мецераков А. А., Пинаков В. И. Поршень установки адиабатического сжатия. Авторское свидетельство № 390315.— Бюллетень, открытия, изобретения, промышленные образцы, товарные знаки, 1973, № 30.
3. Пономарев С. Д. и др. Расчеты на прочность в машиностроении. Т. 2. М., Машгиз, 1958.

УДК 539.376

### К РАСЧЕТУ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИЙ С УЧЕТОМ ПОВРЕЖДАЕМОСТИ МАТЕРИАЛА В ПРОЦЕССЕ ПОЛЗУЧЕСТИ

В. А. Заев, А. Ф. Никитенко

(Новосибирск)

При расчете элементов конструкций в большинстве случаев пренебрегают деформациями, накапливаемыми в третьей стадии ползучести [1, 2]. Однако, как следует из анализа экспериментальных данных [3], некоторые конструкционные материалы даже при незначительных деформациях порядка 1—2% обнаруживают резко выраженный третий участок ползучести.

Общепринятая при этом схема расчета напряженно-деформированного состояния и расчета на прочность элементов конструкций в условиях ползучести не учитывает того [1], что разрушению предшествует процесс накопления повреждений, который оказывает существенное влияние на скорость ползучести и приводит к перераспределению поля напряжений.

Ниже приведен расчет сосудов, нагруженных внутренним давлением, в котором отмеченные выше обстоятельства учитываются целиком. Определяется напряженно-деформированное состояние сосудов и нижняя граница времени разрушения. Отмечается, что по объему и сложности вычислительных процедур изложенный метод решения намного проще и эффективнее по сравнению с традиционными [1].

Пусть равномерно прогретый сосуд (сфера, цилиндр) нагружен постоянным во времени внутренним давлением  $p$ . Уравнения равновесия и граничные условия имеют вид [1, 2]

$$(1) \quad \partial \sigma_r / \partial r + k(\sigma_r - \sigma_\varphi) / r = 0, \quad a \leq r \leq b;$$

$$(2) \quad \sigma_r(a) = -p, \quad \sigma_r(b) = 0,$$