

УДК 621.7.044

**В.К. Борисевич, В.В. Третьяк, И.В. Скорченко***Национальный аэрокосмический университет им. Н. Е. Жуковского “ХАИ”, Украина*

## **К ВОПРОСУ МОДЕЛИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ПРОЦЕССОВ В ЗАМКНУТОЙ КАМЕРЕ ДЛЯ ВЗРЫВНЫХ ПРЕССОВ**

*Рассматриваются вопросы моделирования импульсных процессов в замкнутой камере для взрывного пресса при его использовании для процессов штамповки объемных деталей. Исследуются процессы волнового взаимодействия ударных волн. Приведены схемы распространения прямых и отраженных ударных волн в параболической взрывной камере. Исследуются процессы расчета полей давления в прямой и отраженной ударной волне при подрыве заряда БВВ в фокусе параболической взрывной камеры. Приведены зависимости для расчета энергии гидротока и газового пузыря. Приведены аналитические зависимости для расчета коэффициента полезного действия.*

***Взрывная объемная штамповка, волновые взаимодействия, прямые и отраженные волны, параболическая взрывная камера, поля давления, коэффициент полезного действия***

### **Введение**

Одной из перспективных разработок в использовании импульсных (взрывных) процессов можно считать конструкцию взрывного пресса для объемной штамповки. Одним из существенных модулей этой конструкции является замкнутая взрывная камера.

Процессы деформирования металлов взрывом в замкнутых камерах могут быть описаны двумя различными путями: с использованием теории гидродинамики взрыва или с допущениями, приводящими к принципу суперпозиции. Первый путь приводит к необходимости решения замкнутой и исключительно сложной системы уравнений, описывающих неустановившееся двумерное движение частиц передающей среды и обрабатываемого материала.

При этом учитывают условия неразрывности и адиабатичности, законы трения и истечения жидкости через кольцевые каналы, к определению параметров процесса с учетом влияния многократных отражений возмущений от дна и стенок камеры, а также от заготовки, непрерывно изменяющей свою конфигурацию. Относительно точное решение такой системы уравнений отвечало бы только частному случаю штамповки какой-то определенной детали.

Второй путь — обоснованного упрощения математической модели.

При штамповке в замкнутых камерах наряду с волновым процессом передачи энергии заготовке, проявляется и гидростатическое действие жидкости, сжимаемой во всем объеме камеры. Оно тем больше, чем больше энергия газового пузыря расходуется на ее сжатие.

При штамповке заготовок с малой жесткостью, основная роль в процессе передачи энергии заряда БВВ заготовке принадлежит ударной волне и гидротоку.

Оптимальной формой внутренней поверхности взрывной камеры является параболическая поверхность. Это объясняется тем, что при подрыве заряда БВВ в фокусе такой камеры образуется плоская отраженная волна, которая движется перпендикулярно к заготовке и передает ей максимально возможную энергию.

При рассмотрении волновых процессов, происходящих в замкнутой камере, можно воспользоваться принципом Гюйгенса, состоящего, как известно в том, что каждая точка волны либо поверхности, с которой волна взаимодействует, может рассматриваться как элементарный источник волновых возмущений. Пользуясь этим принципом, можно построить фронты прямых и отраженных волн.

### **1. Волновое взаимодействие в замкнутой камере**

Рассмотрим картины волновых взаимодействий при подрыве заряда БВВ у дна, в фокусе и на дистанции равной двум фокальным расстояниям в параболической взрывной камере. Положение и последовательность ударных волн, образовавшихся в результате подрыва заряда БВВ в фокусе, представлены на рис. 1. При выходе детонационной волны на поверхность заряда 1 в жидкости создается сферическая ударная волна 2, которая отражаясь от поверхности камеры образует плоскую волну 3, а в результате отражения от границ газового пузыря 1 возникает волна разряжения 4.

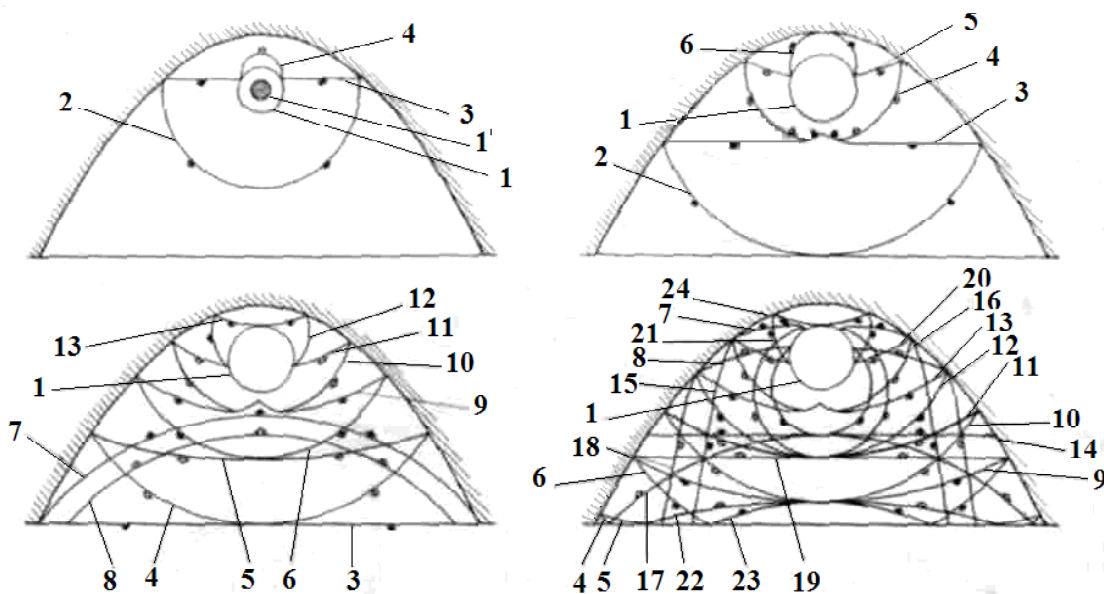


Рис. 1. Картина волновых взаимодействий в сферической камере

Возникновение этой волны объясняется меньшим акустическим сопротивлением продуктов взрыва по сравнению с акустическим сопротивлением воды.

Кроме того давление в продуктах взрыва падает быстрее, чем давление во фронте ударной волны.

Поэтому граница газового пузыря для отраженных волн сжатия может считаться свободной поверхностью. При подходе волны разряжения 4 к поверхности камеры возникает еще одна волна разряжения 5. Выход волны разряжения на границу газового пузыря 1 приводит к появлению волны сжатия 6 и т. д.

Газовый пузырь экранирует отраженные волны. Сквозь него они не проходят.

Взаимодействие границ проявляется лишь через дифракционные волны. При огибании газового пузыря отраженная плоская волна 3 дифрагирует и давление в ее центральной части падает, но затем оно опять выравнивается.

Отражаясь от заготовки сферическая ударная волна 2 образует волну сжатия 7, вслед за которой идет волна разряжения 8. Отражаясь от заготовки плоская ударная волна 3 также образует волну разряжения 13.

Волны разряжения 8 и 19 могут создать у поверхности заготовки кавитационные зоны.

Достигая поверхности камеры, волна сжатия 7 образует волну сжатия 15, а волна разряжения 8 – волну сжатия 18. Так как прочность воды на разрыв мала, то амплитуда волны разряжения 4 также мала и созданными ею волнами сжатия 6, 9, 12, 13, 22, 23, 24 и волнами 5, 10, 11, 15, 17, 20, 22 можно пренебречь.

При подрыве заряда у дна камеры от него распространяются сферическая ударная волна (рис. 2) удвоенной амплитуды, которая отражаясь от заготовки, образует волну сжатия 3, вслед за которой идет волна разряжения 4.

Достигая поверхности камеры, эти волны соответственно создают волну сжатия 5 и волну разряжения 6.

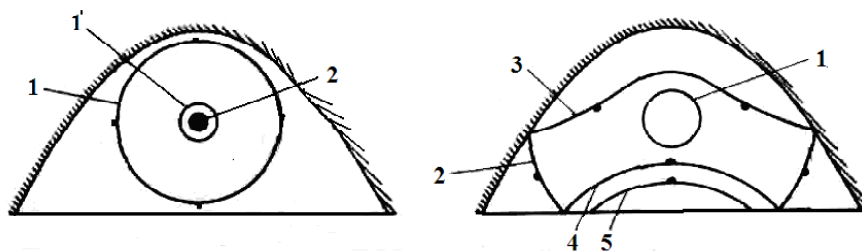


Рис. 2. Распространение ударных волн, образовавшихся у дна камеры

Картина волновых взаимодействий при подрыве заряда БВВ на дистанции равной двум фокальным расстояниям представлен на рис. 3.

Сферическая ударная волна 3, отражаясь от поверхности камеры, образует ударную волну 2 с криволинейным фронтом.

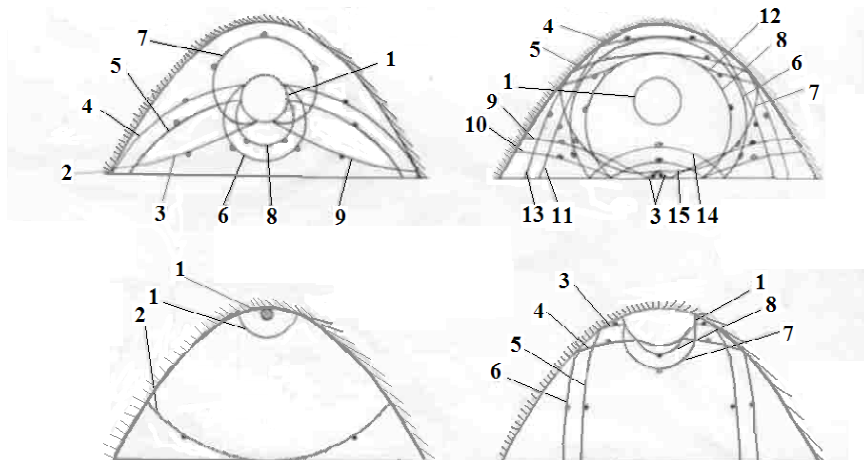


Рис. 3. Характер волновых взаимодействий при подрыве заряда на дистанции, равной двум фокальным расстояниям

Как видно из рис. 1-3, основную роль в деформировании заготовки играют сферическая и плоская отраженные ударные волны.

Изменение давления за фронтом сферической ударной волны можно описать зависимостями [1, 2]

$$P_{сф} = P_m e^{-t/\theta}, \quad (1)$$

$$P_m = A \left( \frac{R_0}{R} \right)^\alpha \quad (2)$$

Характерное время спада давления в ударной волне вычисляется по эмпирическому соотношению 3

$$\theta = B_2 \left( \frac{R}{R_0} \right)^\beta \frac{R_0}{C_0} \quad (3)$$

Для тротила [34]

$$A = 1,47 \cdot 10^9 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}; \quad \alpha = 1,13 \quad \text{при} \quad \frac{R}{R_0} > 6 \quad (4)$$

$$B_2 = 1,4; \quad \beta_1 = 0,24 \quad \text{при} \quad 20 > \frac{R}{R_0} > 240 \quad (5)$$

Давление за фронтом плоской отраженной ударной волны определяется при решении задачи об отражении сферической ударной волны от параболической поверхности.

При этом можно получить точное решение для определения амплитуды давления в плоской отраженной ударной волне и приближенное решение, описываемое зависимостью (1), в которой надо положить

$$P_{m2} = \frac{AR_0^\alpha}{a^\alpha (\bar{x} + 1)^{0,5}} \left\{ \left\{ \frac{1}{2\alpha - 1} \left[ 1 - \frac{1}{(2 + \bar{x})^{\alpha - 1}} \right] \right\} \right\}^{0,5} \quad (6)$$

при  $\bar{x} > 0$ .

Полученные зависимости изображены на рис. 4.

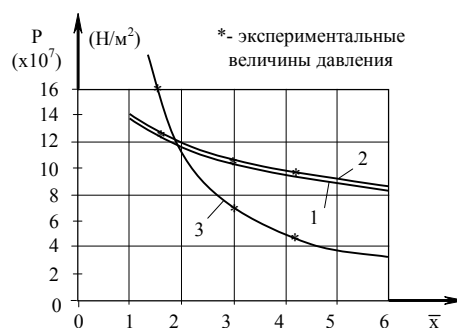


Рис. 4. Характер изменения давления за фронтом плоской отраженной ударной волны

Кривая 1 соответствует амплитуде давления в плоской отраженной ударной волне, вычисленной по приближенной формуле (1), а кривая 2 - по точной зависимости.

Для сравнения на рис. 4 нанесена кривая 3, соответствующая амплитуде давления в сферической ударной волне.

Взрывчатое вещество ТЭН. Вес заряда 1г. Фокусное расстояние параболы 3,06 см.

Из рисунка 4 следует, что оптимальным является расположение выходного сечения взрывной камеры с координатой  $\bar{x} = 2$ .

## 2. Энергия гидротока

Газовый пузырь, расширяясь, сообщает жидкости, находящейся в замкнутой камере, кинетическую энергию, которую она затем передает штампуемой заготовке. Для упрощения решения задачи примем, что жидкость в камере движется со средней скоростью  $V_1$  (рис. 5).

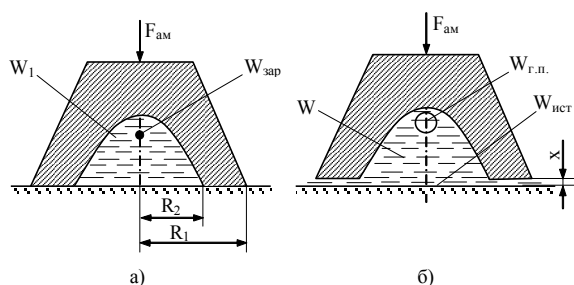


Рис. 5. Схема расчета энергии гидропотока

Под действием сферической и плоской ударных волн заготовка разгоняется и достигает скорости  $V_2$ , а в жидкости появляется кавитационный разрыв  $\Delta h$ .

За счет сопротивления заготовки пластическому деформированию, скорость ее перемещения уменьшается, кавитационный разрыв сокращается и на поверхность заготовки оседает слой жидкости высотой  $h$ .

В определенный момент времени гидропоток достигает слоя жидкости высотой  $h$  и смыкается с ним. Потери энергии, возникающие при этом, определяются выражением [3]

$$\Delta E = \frac{M_1(\pi R_k^2 h \rho_0 + M_2)(V_1 - V_2)^2}{2(M_1 + \pi R_k^2 h \rho_0 + M_2)} \quad (7)$$

где  $M_1$  - масса жидкости в камере;  
 $M_2$  - масса заготовки.

На границе смыкания слоев формируются волны давления, которые распространяются в обе стороны от нее. Максимальное давление, возникающее при соударении, в акустическом приближении равно:

$$P = \rho_0 C_0 (V_1 - V_2) \quad (8)$$

С увеличением разности скоростей давление увеличивается, но при этом возрастают и потери энергии.

Величины объемов газового пузыря при подрыве зарядов тротила в диапазоне от 0,001 кг до 1 кг в различные моменты времени приведены на рис. 6.

Зависимость величины энергии гидропотока от времени при подрыве тех же зарядов приведена на рис. 7.

Графики на рисунках 6 и 7 построены на основании зависимостей, полученных в работе [2].

Средняя скорость гидропотока  $V_1$  определяется следующим образом

$$V_1 = \sqrt{\frac{2E}{M_1}} \quad (9)$$

Если штампуемая деталь осесимметричной формы, то время соударения гидропотока с заготовкой и величину передаваемой энергии мож-

но определить зная закон перемещения заготовки. Для деталей сложной формы объем газового пузыря в момент соударения гидропотока с заготовкой определяется ориентировочно по окончательному объему отштампованной детали.

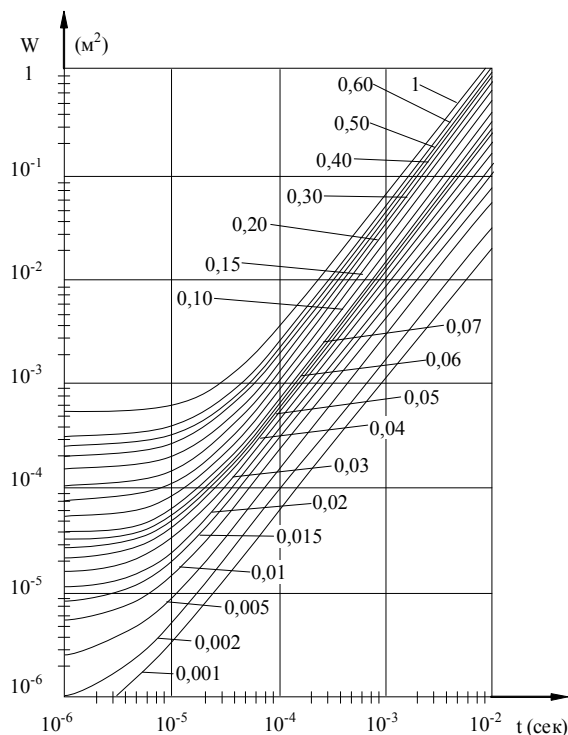


Рис. 6. Зависимость величины объема газового пузыря от времени для различных зарядов

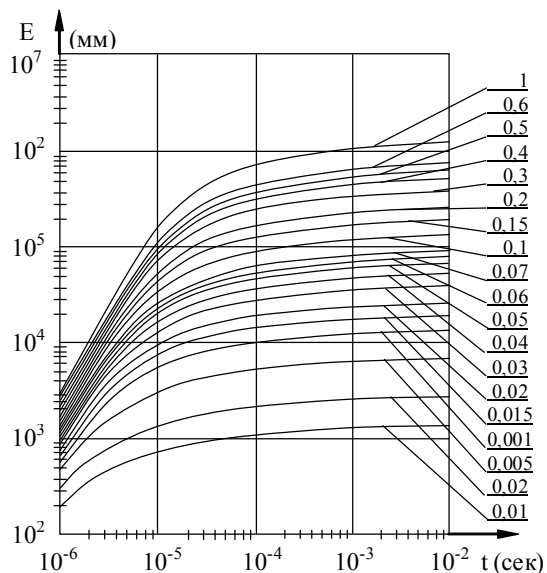


Рис. 7. Зависимость величины энергии гидропотока от времени для различных вариантов

К.п. д. энергии гидропотока равен:

$$\eta = 1 - \frac{\Delta E_{гп}}{E_{гп}} \quad (10)$$

Подставив выражение (7) в формулу (10), получим:

$$\eta = 1 - \frac{1}{\frac{M_1}{\pi R_k^2 h \rho_0} + 1} \left( 1 - \frac{V_2}{V_1} \right)^2 \quad (11)$$

Значения к.п.д. гидропотока в зависимости от соотношения соударяемых масс для различных отношений  $\frac{V_2}{V_1}$  приведены на рис. 8.

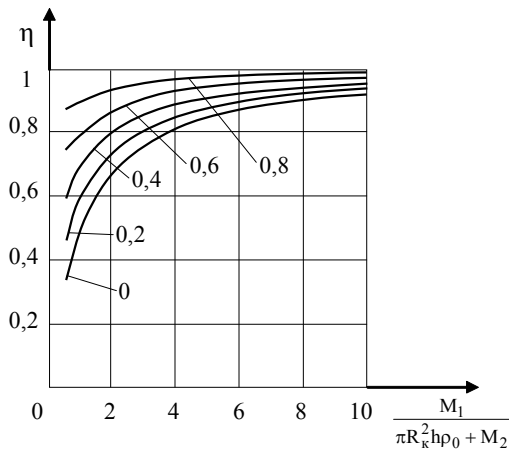


Рис. 8. Значение КПД гидропотока в зависимости от соотношения соударяющихся масс

Как видно из графиков, при соотношении массы воды в камере к суммарной массе осевшего на заготовку слоя жидкости и заготовки больше 8, что почти всегда выполняется при штамповке взрывом в замкнутой камере, к.п.д. почти не уменьшается с увеличением этого соотношения для любых значений  $\frac{V_2}{V_1}$ .

Однако возможны случаи (при штамповке жестких заготовок, калибровке, формовке рифтов и др.), когда скорость заготовки в момент соударения с ней гидропотока равна нулю, а давления (6,8), возникающее при этом, недостаточно для ее деформирования. В этом случае к.п.д. энергии гидропотока равен нулю.

### 3. Давление, создаваемое в жидкости газовым пузырем при подрыве заряда БВВ в камере с инерционным замыканием

В операциях формовки, калибровки, просечки отверстий, когда изменение объема заготов-

ки в процессе штамповки невелико, скорость изменения объема газового пузыря мала, что приводит к малости кинетической энергии гидропотока, движущегося от газового пузыря к заготовке.

В этом случае энергия газового пузыря передается заготовке через потенциальную энергию жидкости, сжимаемой им во взрывной камере.

Для упрощения физической модели процесса пренебрежем волновым характером нарастания давления в камере при расширении газового пузыря. Это допущение предполагает бесконечно большую скорость распространения волны давления во взрывной камере, что позволяет считать давление одинаковым во всех точках жидкости в любой момент времени. Кроме того, для упрощения расчетов взрывную камеру и заготовку будем считать абсолютно жесткими.

### Выводы

Как показали расчеты, проведенные в ХАИ, с учетом этих допущений, первую пульсацию давления в жидкости при подрыве заряда БВВ во взрывной камере с инерционным замыканием можно аппроксимировать зависимостью

$$P = P_m \sin^{3/2} \omega t \quad \text{при } t \leq \frac{1}{2\omega} \quad (12)$$

Данную зависимость можно использовать для расчета параметров технологического процесса для прессов, использующихся для штамповки объемных деталей.

Приведенные в статье зависимости можно использовать для математического моделирования процессов деформирования объемных деталей импульсными источниками энергии [5].

### Перечень ссылок

1. Садовский М.А. Механическое действие воздушных ударных волн взрыва по данным экспериментальных исследований / М.А Садовский // Сб. «Физика взрыва» - М.: АН СССР - 1952. - №1.
2. Коул Р. Подводные взрывы / Р. Коул // М.:Ил.-1950. - 495 с.
3. Чачин В.Н. Механизм нагружения заготовки гидропотоком при электрогидравлической штамповке / В.Н.Чачин и др. // Известия АКБССС-1970.- №2 - 282 с.
4. Демчук А.Ф. Металлические взрывные камеры / А.Ф. Демчук // Диссертация на соискание ученой степени к.т.н. - Новосибирск. - 1971.
5. Борисевич В.К. Разработка механизированной промышленной установки для изготовления заготовок деталей авиационных двигателей методом импульсной штамповки / В.К.Борисевич, В.В. Третьяк, В.Ф. Мозговой, А.А. Брунак // Авиационно-космическая техника и технология: №1

(58). Научно-технический журнал, Харьков, «ХАИ». - 2009. - С. 38-43.

Поступила в редакцию 18.06.2010 г.

**V.K. Borisevich, V.V.Tretyak, S.V. Skorchenko**

**TO QUESTION OF IMPULSIVE PROCESSES MODELING IN RESERVED CHAMBER FOR EXPLOSIVE PRESSES**

*Розглядаються питання моделювання імпульсних процесів в замкнутій камері для вибухового пресу при його використуванні для процесів штампування об'ємних деталей. Досліджуються процеси хвильової взаємодії ударних хвиль. Приведені схеми розповсюдження прямих і відображених ударних хвиль в параболічній вибуховій камері. Досліджуються процеси розрахунку полів тиску в прямій і відображеній ударній хвилі при підриві заряду БВВ у фокусі параболічної вибухової камери. Приведені залежності для розповсюдження енергії гідропотоку і газового мішура. Приведена аналітична залежність для розрахунку коефіцієнта корисної дії.*

***Вибухове об'ємне штампування, хвильові взаємодії, прямі і відображені хвилі, параболічна вибухова камера, поля тиску, коефіцієнт корисної дії***

*Questions are considered of design of impulsive processes in the reserved chamber for the explosive press at its use for the processes of stamping of by volume details. Processes are explored of wave co-operation of shock waves. Charts are resulted of distribution of direct and reflected shock waves in the parabolic explosive chamber. Processes are explored of computation of fields of pressure in the direct and reflected shock wave at injury of the charge BVV in focus of parabolic explosive chamber Dependences are resulted for computation of energy of hydraulic thread and gas bubble. Analytical dependences are resulted for computation of output-input ratio.*

***Explosive by volume stamping, wave co-operations, direct and reflected waves, parabolic explosive chamber, fields of pressure, output-input ratio***