

УДК 533.6.011.72

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ УДАРНЫХ ВОЛН

Ильюшенок А.В., к.ф.-м.н., доцент, Терешенков В.И., к.ф.-м.н., доцент,  
Миканович А.С.

*Изложены фрагменты теории и экспериментальные результаты исследования ударных и детонационных волн. Проведенные сравнительные результаты показывают, что расчеты избыточного давления, проводимые инженерно-инспекторским составом МЧС при взрыве топливо-воздушных смесей, имеют расхождение с теорией не более 20 % для расстояний свыше 50 м. Установлено, что необходимо проведение дополнительных исследований по установлению расчетной формулы для определения избыточного давления взрыва на расстоянии 50 м и менее от центра взрыва.*

Как хорошо известно ([1], [2]), движение сплошной среды можно изучать методами Лагранжа и Эйлера. Метод Лагранжа сводится к определению параметров состояния (давления, плотности, температуры и энтропии) и движения (координаты и скорости) каждой фиксированной частицы среды для любого момента времени. Метод же Эйлера сводится к определению указанных параметров в любой момент времени в каждой заданной точке пространства. Для исследования и решения задач, связанных с газодинамикой взрывов, наиболее удобным является метод Эйлера.

Основные уравнения газовой динамики выводятся из законов сохранения массы, импульса и энергии. Закон сохранения массы приводит к уравнению

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \operatorname{div} \vec{v} = 0, \quad (1)$$

где  $\rho$  — плотность среды;

$\vec{v}$  — скорость в данной точке пространства.

Уравнение (1) есть уравнение неразрывности в форме Эйлера.

Для невязкой среды закон сохранения импульса приводит к уравнению Эйлера (в отсутствие массовой силы):

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} + \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p = 0, \quad (2)$$

где  $\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k}$  — оператор градиента;

$p$  — давление в среде.

Закон сохранения энергии в случае адиабатического движения дает уравнение

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \vec{v} \operatorname{grad} S = 0, \quad (3)$$

где  $S$  — энтропия единицы массы среды.

Напомним, что движение называется адиабатическим, когда энтропия каждой частицы газа не меняется во времени, однако различна для разных частиц среды. Движение среды называют изоэнтропическим, если в некоторый начальный момент времени  $S$  одинакова для всех частиц среды и остается неизменной вследствие адиабатичности процесса. Дополнив уравнения (1)—(3) уравнением состояния среды

$$p = p(\rho, S), \quad (4)$$

приходим к замкнутой системе уравнений, определяющей при заданных начальных и граничных условиях параметры среды как функции координат и времени. Для определения температуры необходимо задание уравнения состояния  $p = p(\rho, T)$  или  $S = S(\rho, T)$ . В процессе изучения взрывов имеют дело с неустановившимися движениями среды, при которых ее параметры зависят от времени.

При слабых возмущениях среды от области возмущения распространяются звуковые волны, описываемые непрерывными решениями уравнений газовой динамики. Скорость звуковых волн относительно среды вычисляется по формуле

$$c = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_S}. \quad (5)$$

Однако уравнения газовой динамики допускают также разрывные решения типа ударных волн ([3—5]). Фронт ударной волны представляет собой поверхность, на которой все параметры среды скачком меняют свои значения. Ударные волны возникают при импульсном нагружении среды, в частности, при взрывах. Будем считать фронт ударной волны плоским, а среду перед фронтом волны неподвижной. В основе расчета параметров ударной волны лежит система уравнений, которая может быть получена из законов сохранения массы, импульса и энергии на фронте ударной волны:

$$E_2 - E_1 = \frac{p_2 + p_1}{2}(v_1 - v_2), \quad (6)$$

$$u_2 = \sqrt{(p_2 - p_1)(v_1 - v_2)}, \quad (7)$$

$$D = v_1 \sqrt{\frac{p_2 - p_1}{v_1 - v_2}}, \quad (8)$$

Нужно еще знать уравнение состояния среды за фронтом ударной волны, которое обычно задается в виде

$$p_2 = p_2(\rho_2, E_2). \quad (9)$$

В формулах (6)—(9) величины с индексом «1» характеризуют невозмущенную среду перед фронтом ударной волны, с индексом «2» — за фронтом волны;  $v = 1/\rho$  — удельный объем газа,  $D$  — скорость фронта ударной волны,  $u_2$  — скорость газа за фронтом волны в направлении фронта,  $E$  — внутренняя энергия единицы массы газа. Система уравнений (6)—(9) связывает пять параметров ( $p_2, u_2, \rho_2, D, v_2$ ). Чтобы решить эту систему, достаточно задать один параметр, определяемый путем расчета или из опыта. Для оп-

ределения температуры за фронтом ударной волны используется уравнение состояния

вида  $p_2 = p_2(\rho_2, T_2)$ . Для идеального газа  $p_2 = \rho_2 \frac{R}{\mu} T_2$ .

Для идеального газа с постоянной теплоемкостью, для которого  $\rho v^\gamma = \text{const}$  (где  $\gamma = c_p/c_v$ ,  $c_p$  и  $c_v$  — удельные теплоемкости при постоянном давлении и постоянном объеме соответственно), имеем  $E = c_v T = \frac{p v}{\gamma - 1}$ . В этом случае после элементарных преобразований легко получаем:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{(\gamma + 1)v_1 - (\gamma - 1)v_2}{(\gamma + 1)v_2 - (\gamma - 1)v_1}, \quad (10)$$

или, для отношения плотностей,

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{p_2(\gamma + 1) + p_1(\gamma - 1)}{p_1(\gamma + 1) + p_2(\gamma - 1)} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (11)$$

Уравнения (10), (11) представляют собой уравнения ударной адиабаты или адиабаты Гюгонио, график которой в переменных  $(p, v)$  изображен на рисунке 1.

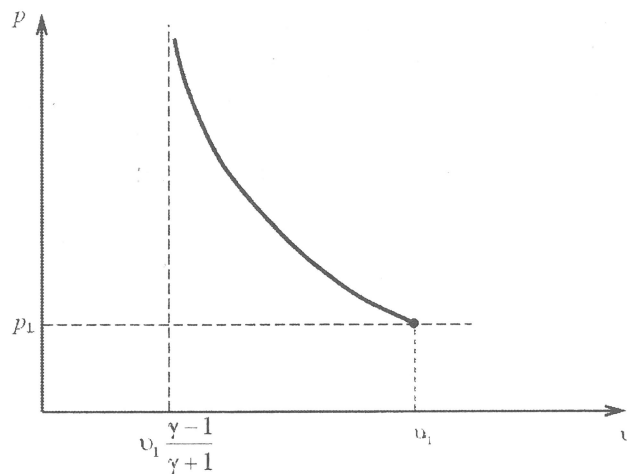


Рисунок 1 — График адиабаты Гюгонио

Как следует из уравнения (11), при неограниченном увеличении амплитуды ударной волны (при  $p_2 \rightarrow \infty$ ) плотность газа за фронтом ударной волны стремится к конечному предельному значению

$$\rho_{\text{пр}} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_1. \quad (12)$$

Можно показать, что температура и удельная энтропия газа при ударном сжатии возрастают, причем тем сильнее, чем больше амплитуда ударной волны. Возрастание эн-

тропии свидетельствует о том, что на фронте ударной волны идут необратимые процессы, обусловленные вязкостью и теплопроводностью среды.

Если ударная волна имеет значительную амплитуду ( $p_2 - p_1$ ), за фронтом волны значительно повышается температура и внутренняя энергия газа. Это может привести к развитию процессов диссоциации молекул газа с последующей ионизацией атомов. В воздухе процесс диссоциации молекул  $O_2$  и  $N_2$ , из которых в основном и состоит атмосфера, начинает интенсивно протекать при температуре  $T \geq 2000$  К. При  $T = 6000$  К практически все молекулы диссоциированы и начинает интенсивно протекать процесс ионизации. Это приводит к тому, что термодинамические свойства газа за фронтом ударной волны оказываются разными, что необходимо учитывать при расчете параметров  $T_2$ ,  $p_2$ ,  $\rho_2$ ,  $u_2$ ,  $E_2$ ,  $S_2$  газа. К настоящему моменту созданы таблицы, содержащие параметры ударных волн в воздухе. Они охватывают интервал температур от  $2 \cdot 10^2$  К до  $3 \cdot 10^6$  К и плотности воздуха от 30 до  $10^{-6} \rho_0$ ,  $\rho_0 = 1,292 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$  — плотность воздуха при нормальных условиях. Эти таблицы дают информацию об ударных волнах на различных высотах от  $h = 0$  до  $h = 100$  км над уровнем моря.

Перечислим, следуя [5], характерные особенности ударных волн:

- 1) скорость распространения ударной волны всегда больше скорости звука в невозмущенной среде;
- 2) на фронте ударной волны параметры состояния и движения среды изменяются скачком;
- 3) ударные волны сопровождаются перемещением среды в направлении распространения фронта;
- 4) скорость ударной волны зависит от ее интенсивности, что не наблюдается для звуковых волн;
- 5) при образовании ударных волн энтропия среды возрастает;
- 6) ударная волна не имеет периодического характера, а распространяется в виде однократного скачка уплотнения.

Детальный анализ показывает, что в действительности фронт ударной волны не является бесконечно тонким, а имеет толщину порядка длины свободного пробега молекул газа.

Основными параметрами ударных волн, определяющими их воздействие [5], являются: максимальное избыточное давление  $\Delta p_\phi$  на фронте волны, длительность фазы сжатия  $\tau$  и удельный импульс положительной фазы избыточного давления  $i = \int_0^\tau \Delta p dt$ . Для

воздушной сферической ударной волны, возникающей при взрыве сосредоточенного заряда ТГ50 в безграничном пространстве, на основе обработки опытных данных были получены следующие результаты:

$$\begin{aligned} \Delta p_\phi &= 0,085 \frac{\sqrt[3]{m}}{r} + 0,3 \left( \frac{\sqrt[3]{m}}{r} \right)^2 + 0,8 \left( \frac{\sqrt[3]{m}}{r} \right)^3, \text{ МПа,} \\ \tau &= 1,2 \sqrt[6]{m} \sqrt{r}, \text{ мс,} \\ i &= 200 \frac{\sqrt[3]{m^2}}{r}, \text{ Па} \cdot \text{с,} \end{aligned} \quad (13)$$

где  $r$  — расстояние от центра заряда, м;  
 $m$  — масса заряда, кг.



Если взрыв заряда происходит на жесткой поверхности и ударная волна распространяется в полупространство, в уравнение (13) нужно подставлять удвоенное значение массы.

Следует отметить, что единственной задачей о взрывах, для которой известно аналитическое решение уравнений газовой динамики, является идеализированная задача о сильном точечном взрыве в однородной атмосфере [6]. Амплитуда ударной волны считается настолько большой, что начальным давлением газа можно пренебречь по сравнению с давлением на фронте ударной волны. Все другие задачи решаются численными методами.

Распределение давления за фронтом ударной волны, находящимся на расстоянии  $r_{\Phi}$  от центра взрыва, и изменение давления с течением времени в фиксированной точке пространства, удаленной от центра взрыва, приведены на рисунках 2 и 3.

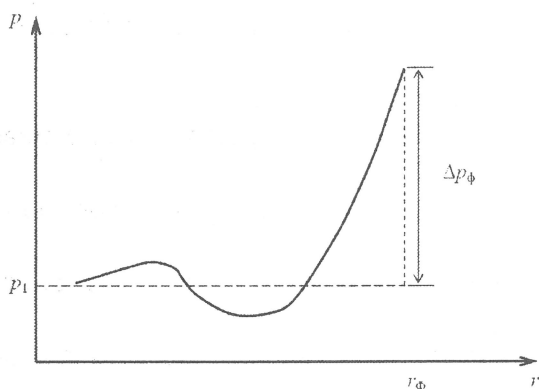


Рисунок 2 — Распределение давления за фронтом ударной волны, находящимся на расстоянии  $r_{\Phi}$  от центра взрыва

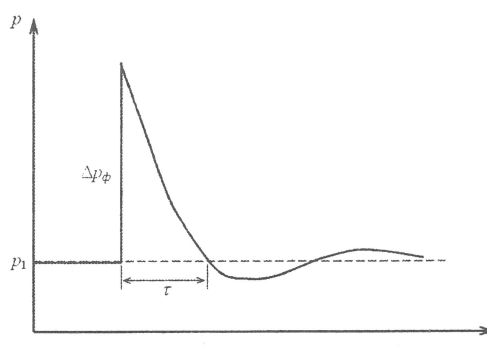


Рисунок 3 — Изменение давления с течением времени в фиксированной точке пространства, удаленной от центра взрыва

По мере распространения ударной волны ее амплитуда уменьшается, а скорость, уменьшаясь, стремится к скорости звука.

Ударная волна, распространяясь в реагирующей смеси, приводит к образованию детонационной волны [1—5]. Как известно, скорость химической реакции, измеряемая числом прореагировавших в единицу времени молекул, увеличивается с ростом температуры (она пропорциональна  $\exp(-U/T)$ , где  $U$  — характерная для конкретной реакции энергия активации). Если реакция является экзотермической, т. е. протекающей с выделением тепла, достаточно повысить температуру смеси в каком-либо месте смеси, и начавшаяся в этом месте реакция будет сама нагревать окружающий газ. Начавшаяся реакция сама будет распространяться по перемешанной газовой смеси. В этом случае говорят о медленном горении газовой смеси или о дефлаграции.

Процесс горения ([7]) представляет собой одновременно и химический, и газодинамический процесс, поскольку горение газовой смеси сопровождается также ее движением. Определение режима горения предполагает совместное решение как уравнений движения газа, так и уравнений химической кинетики реакции.

Область, в которой реакция закончилась и газ представляет собой смесь продуктов горения (область сгоревшего газа), отделена от газа, в котором процесс горения еще не начался, переходным слоем, в котором и протекает реакция. Эта зона называется зоной горения или пламенем. Известно, что скорость распространения этого слоя зависит от интенсивности передачи тепла из зоны горения в исходную газовую смесь, причем основным механизмом теплопередачи является теплопроводность.

Во многих задачах можно пренебречь толщиной зоны реакции и рассматривать ее как поверхность (фронт пламени), разделяющую область сгоревшего газа и непрореагировавший газ. Скорость перемещения фронта пламени в нормальном к фронту направлении называется нормальной скоростью пламени. Нормальная скорость пламени обычно значительно меньше скорости звука в газовой смеси. Известно, что при малой нормальной скорости пламени

$$p_2 = p_1, \quad T_2 = \frac{q}{c_{p2}} + \frac{c_{p1}}{c_{p2}} T_1, \quad v_2 = v_1 \frac{\gamma_1 (\gamma_2 - 1)}{\gamma_2 (\gamma_1 - 1)} \frac{q}{c_{p1} T_1} + 1, \quad (14)$$

где  $q$  — удельная теплота реакции.

Фронт пламени действует как поршень, толкающий находящийся перед ним газ. Пламя, распространяющееся по горючей смеси, приводит в движение окружающий газ, что иногда обуславливает возникновение ударных волн.

Поскольку в ударной волне температура газа за фронтом ударной волны выше, чем перед ним, газ разогревается ударной волной. При достаточной интенсивности ударной волны вызываемое ею повышение температуры может оказаться достаточным для возбуждения реакции горения. Ударная волна, распространяясь по газовой смеси, будет поджигать ее, и горение начнет распространяться со скоростью, равной скорости ударной волны. Такой механизм распространения процесса горения называется детонацией. Ударную волну вместе со следующей за ней областью горения часто можно рассматривать как одну поверхность разрыва, которая отделяет сгоревший газ от несгоревшего. Такую поверхность разрыва называют детонационной волной.

На детонационной волне остаются справедливыми все приведенные выше соотношения для ударной волны. Кривую зависимости  $p_2$  от  $v_2$ , показанную на рисунке 4, называют детонационной адиабатой, которая на диаграмме  $(p, v)$  всегда расположена выше обычной ударной адиабаты для исходной смеси. Это обусловлено тем, что при сгорании развивается высокая температура и давление увеличивается по сравнению с тем, которое имел бы несгоревший газ при том же удельном объеме.

Точка  $H$  (точка Чепмена-Жуге) — точка касания прямой, проведенной из точки  $(v_1, p_1)$ , с детонационной адиабатой. Известно, что если детонация вызвана ударной волной, падающей на горючую смесь от постороннего источника, такой детонации может соответствовать любая точка на ударной адиабате, лежащая выше точки  $H$ . В случае же детонации, возникающей в процессе горения, устойчивому процессу детонации соответствует точка  $H$ . При этом скорость детонационной волны относительно продуктов реакции равна скорости звука.

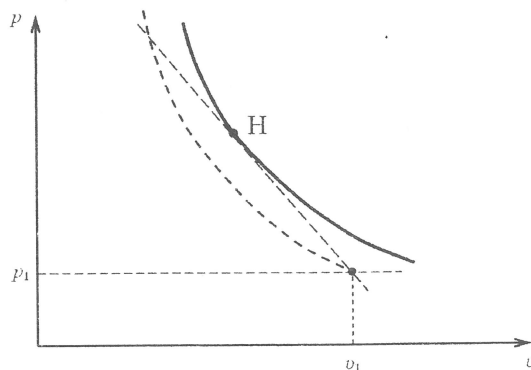


Рисунок 4 — Детонационная адиабата

Давление у абсолютно твердой стенки при отражении падающей на нее по нормали плоской сильной детонационной волны определяется, согласно [1], по формуле

$$p_3 = p_2 \frac{5\gamma_2 + 1 + \sqrt{17\gamma_2^2 + 2\gamma_2 + 1}}{4\gamma_2}. \quad (15)$$

Это давление почти не зависит от показателя адиабаты продуктов детонации.

Обработка экспериментальных данных по детонационным взрывам, согласно [5], приводит к следующим результатам:

— для зарядов из топливно-воздушных смесей (пропан, метан, ацетилен)

$$\Delta p_\phi = 0,6 \cdot 10^{-1} \frac{E_0^{1/3}}{r} + 1,4 \cdot 10^{-2} \frac{E_0^{2/3}}{r^2} + 2,5 \cdot 10^{-3} \frac{E_0}{r^3}, \quad \text{при } \frac{r}{E_0^{1/3}} > 0,3; \quad (16)$$

$$\Delta p_\phi = 0,052 \cdot \left( \frac{E_0^{1/3}}{r} \right)^{1,7}, \quad \text{при } 0,08 \leq \frac{r}{E_0^{1/3}} \leq 0,3; \quad (17)$$

$$i = 9,5 \cdot 10^{-2} \frac{E_0^{2/3}}{r}, \quad \text{при } 0,1 < \frac{r}{E_0^{1/3}}; \quad (18)$$

$$\tau = 0,35 E_0^{1/6} r^{1/2}, \quad \text{при } 0,1 < \frac{r}{E_0^{1/3}}; \quad (19)$$

— для зарядов из топливно-кислородных смесей (смесь метана и пропана с кислородом)

$$\Delta p_\phi = 0,67 \cdot 10^{-1} \frac{E_0^{1/3}}{r} + 1,7 \cdot 10^{-2} \frac{E_0^{2/3}}{r^2} + 3,5 \cdot 10^{-3} \frac{E_0}{r^3}, \quad \text{при } \frac{r}{E_0^{1/3}} > 0,3; \quad (20)$$

$$\Delta p_\phi = 0,068 \cdot \left( \frac{E_0^{1/3}}{r} \right)^{1,7}, \quad \text{при } 0,05 \leq \frac{r}{E_0^{1/3}} \leq 0,3; \quad (21)$$

$$i = 12 \cdot 10^{-2} \frac{E_0^{2/3}}{r}, \quad \text{при } 0,1 < \frac{r}{E_0^{1/3}}; \quad (22)$$

$$\tau = 0,35 E_0^{1/6} r^{1/2}, \quad \text{при } 0,1 < \frac{r}{E_0^{1/3}}; \quad (23)$$

где  $E_0$  — полная энергия взрыва, ккал;

$r$  — расстояние от центра заряда, м;

$\Delta p_\phi$  — максимальное избыточное давление на фронте ударной волны, атм;

$I$  — удельный импульс избыточного давления фазы сжатия, кгс·с/м<sup>2</sup>;

$\tau$  — длительность фазы сжатия, мс.

В НПБ 5-2005 приведена несколько отличающаяся от формул (16), (17) формула для  $\Delta p_m$  при взрыве топливно-воздушных смесей:

$$\Delta p_\phi = p_0 \cdot \left( 0,8 \cdot \frac{m_{np}^{0,33}}{r} + 3 \cdot \frac{m_{np}^{0,66}}{r^2} + 5 \cdot \frac{m_{np}}{r^3} \right), \quad (24)$$

где  $p_0$  — атмосферное давление, кПа (допускается принимать равным 101 кПа);  
 $r$  — расстояние от геометрического центра газопаровоздушного облака, м;  
 $m_{пр}$  — приведенная масса газа или пара, кг, вычисляемая по формуле

$$m_{пр} = \left( \frac{Q_{сг}}{Q_0} \right) \cdot m \cdot Z, \quad (25)$$

где  $Q_{сг}$  — удельная теплота сгорания газа или пара, Дж · кг<sup>-1</sup>;  
 $Q_0$  — константа, равная  $4,52 \cdot 10^6$  Дж · кг<sup>-1</sup>;  
 $m$  — масса горючих газов и (или) паров, поступивших в результате аварии в окружающее пространство, кг;  
 $Z$  — коэффициент участия горючих газов или паров в горении, который допускается принимать равным 0,1.

Результаты сравнительных расчетов  $\Delta p_{ф}$  по формулам (16), (17) и (24), проведенные для метановоздушной смеси массой 100 и 1000 кг, представлены на рисунках 5 и 6.

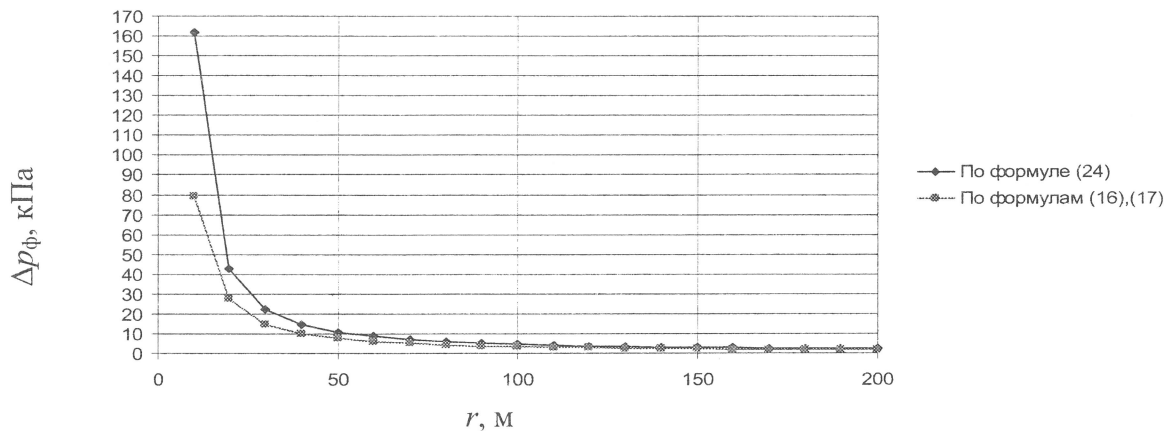


Рисунок 5 — Величина избыточного давления при взрыве на наружной установке (приведенная масса — 110,6195 кг)

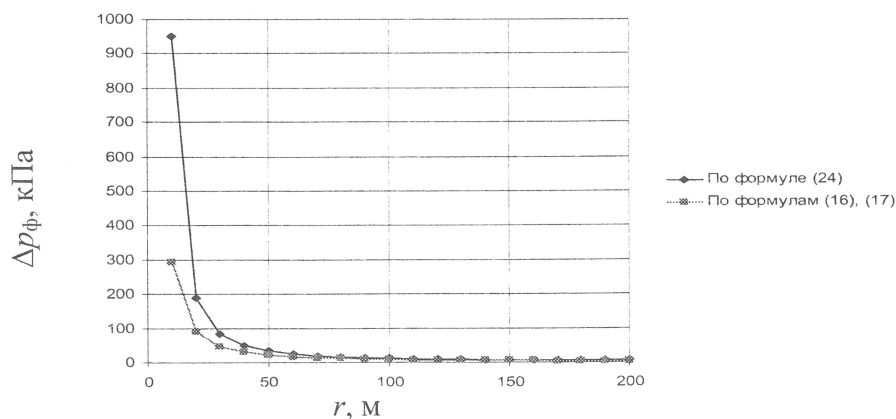


Рисунок 6 — Величина избыточного давления при взрыве на наружной установке (приведенная масса — 1106,195 кг)

**Вывод.** Как видно из рисунков 5 и 6, при расстояниях, превышающих 50 м, различие в величине избыточного давления взрыва, рассчитанного по формулам (16), (17) и (24), не превышает 20 %, а при расстояниях, превышающих 100 м,— 10 %. Такие точности вполне приемлемы для инженерных расчетов. Следовательно, при расчете избыточного давления взрыва на расстояниях, превышающих 50 м, можно пользоваться любой из приведенных формул. Ответ на вопрос, какую из формул применять на расстоянии менее 50 м, требует дальнейших экспериментальных исследований.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау, Л.Д. Гидродинамика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. — М.: Наука, 1986. — 736 с.
2. Зельдович, Я.Б., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. — М.: Наука, 1966. — 686 с.
3. Ударные и детонационные волны. Методы исследования / Кобылкин И.Ф. [и др.]; под общ. ред. И.Ф. Кобылкина. — М.: Физматлит, 2004. — 375 с.
4. Орленко, Л.П. Физика взрыва и удара / Л.П. Орленко. — М.: Физматлит, 2006. — 303 с.
5. Орленко, Л.П. Физика взрыва: в 2 т. / Л.П. Орленко. — М.: Наука, 2004. — Т. 1: Физика взрыва. — 830 с.
6. Седов, Л.И. Методы подобия и размерности в механике / Л.И. Седов. — М.: Наука, 1977. — 483 с.
7. Математическая теория горения и взрыва / Я.Б. Зельдович [и др.]; под общ. ред. Я.Б. Зельдовича. — М.: Наука, 1980. — 480 с.

*Поступила в редакцию 22 мая 2007 г.*