

УДК 533.6.011.72

© 1997 г. **Б.Е. ГЕЛЬФАНД, С.П. МЕДВЕДЕВ, А.Н. ПОЛЕНОВ,
С.В. ХОМИК**

ПАРАМЕТРЫ ВОЛН ДАВЛЕНИЯ ПРИ НЕИДЕАЛЬНЫХ ВЗРЫВАХ

На конической ударной трубе измерены параметры взрывных волн, формирующихся при разрыве сосудов высокого давления, заполненных газовыми и газопылевыми средами, а также смоделирован разлет высокотемпературных объемов парожидкостной среды. Продемонстрированы отличительные характеристики формирующихся волн давления. Предложена упрощенная методика расчета амплитуды взрывной волны при внезапном расширении запыленного газа, пара или перегретой по отношению к внешним условиям жидкости. На основе сравнительного анализа показано, что коническая ударная труба является перспективным инструментом для исследования полей давления неидеальных взрывов.

Взрывоподобные извержения вулканов Сан-Хелен (18.05.1980) в США и Унзен (3 и 8.06.1991) в Японии наглядно показали, что эти природные явления сопровождаются значительными фугасными эффектами в форме волнового комплекса – волна сжатия и волна разрежения. Этот волновой пакет распространяется в атмосфере на значительные расстояния и существенно усиливает последствия стихийного природного явления. Традиционные оценки опасности вулканического извержения только по выбросу осколков скальных пород и лавоистечению не дают полной картины ожидаемых разрушений.

Теоретическая оценка возможных фугасных эффектов при взрывоподобном извержении затруднена. Основные проблемы связаны с принципиальными различиями между вулканическим взрывом и взрывом зарядов конденсированных взрывчатых веществ (ВВ). Попытки приписать вулканическому взрыву некоторый тротильный эквивалент оказались весьма неудачными, на что уже указывалось в [1–3].

Взрывная волна от заряда ВВ обусловлена расширением продуктов детонации при начальных условиях, близко отвечающих идеальному точечному взрыву. Эти начальные условия в основном связаны с требованием малости атмосферного давления по сравнению с давлением продуктов взрыва и отсутствием кинематических и фазово-релаксационных явлений в расширяющихся продуктах взрывного превращения.

Взрывная волна при вулканическом взрывоподобном извержении создается расширением высокотемпературной парожидкостной массы со взвешенными в ее объеме осколками скальных пород. При анализе расширения такой массы как поршня, генерирующего волновой комплекс в атмосфере, уже нельзя пренебречь давлением окружающей среды. Характерной особенностью рассматриваемого процесса является то, что разлет высокотемпературной парожидкостной среды сопровождается кинематическими релаксационными процессами и фазовыми переходами в системе пар – жидкость – твердые фрагменты. Кроме этого, жидкость способна содержать значительную массу растворенных при высоком давлении газов (например, углекислый газ в воде). Дегазация жидкости является особым источником массоподвода в течение сплошной сжимаемой среды.

Понимание сущности фугасных эффектов при взрывоподобных вулканических взрывах невозможно без подробного экспериментального и теоретического описания особенностей более простых неидеальных взрывных явлений. Известный случай неидеального взрыва реализуется при разрыве сосудов высокого давления в атмосфере с меньшим давлением. Внезапное расширение объема сжатого газа отличается от идеального взрыва значительно

меньшим отношением p_1/p_0 (p_1 – начальное давление в сосуде, $p_0 = 1$ бар – давление окружающей среды) и конечными размерами взрывного источника. Неидеальные взрывы, по [4], характеризуются определенным временем энергосвободения и часто невозможны в отсутствие оболочки. Разлет объема сжатого газа не сопровождается кинематическими и фазовыми релаксационными явлениями. Такие явления, например имеющие место при введении в объем сжатого газа взвешенных частиц (капель), значительно влияют на амплитуду и длительность волны давления [5].

Особые изменения отмечаются вблизи взрывного источника. Формирование взрывной волны усложняется в случае расширения сжатого высокотемпературного объема жидкость – насыщенный пар [6]. На профиль взрывной волны и на создаваемые волной нагрузки влияет соотношение объемов занятых паром и жидкостью. Условия и скорость вскипания жидкости заданы ее перегревом по отношению к ее состоянию при условиях окружающей среды. Вспенивание и вероятное распыление объема жидкости при дегазации вследствие сброса давления зависят от соотношения масс жидкости и растворенного газа. Разлет сжатых парогазожидкостных объемов – типичный пример неидеального взрыва.

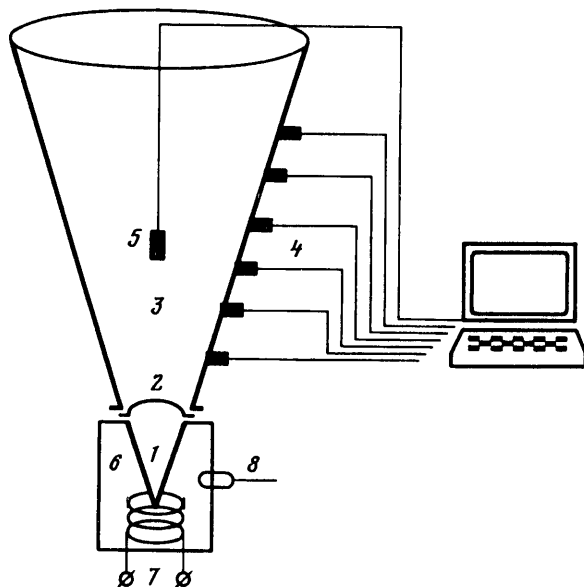
Ряд принципиальных особенностей расширения предварительно сжатых газо(паро)жидкостных и газопылевых систем выявлен на примере одномерных движений в трубах [5, 6]. Опыты [5, 6] показали невозможность моделирования неидеальных взрывных движений с помощью традиционных подходов.

Систематические сведения об экспериментальных исследованиях сферического разлета сжатых объемов газовых или двухфазных сред для широкого спектра геометрических размеров и свойств наполнителя не известны. Особенно скудна информация о последствиях разлета паро(газо)жидкостных систем. В этой связи ценность представляют исследования, построенные на едином методическом подходе. Методология исследований разлета сосудов высокого давления, заполненных только газом, описана в [7–10]. Пока даже эта простейшая методика несовершенна. По указанной причине необходим выбор универсальной схемы измерений.

1. Методы изучения неидеальных взрывов. Коническая ударная труба. Известны три типа опытных установок для моделирования процесса образования сферических взрывных волн при разрыве сосуда высокого давления: а) разрывающиеся хрупкие сферы, б) разрушаемые полусферы, в) конические ударные трубы.

Все перечисленные приспособления имеют: 1) объем газа высокого давления, 2) разрушаемую оболочку, 3) датчики давления или иные средства для фиксации положения и профиля взрывной волны в пространстве. Установка типа а) впервые описана в [9, 10]. Регистрация перемещения взрывной волны в [9, 10] производилась только по теневым фотографиям, что не давало возможности измерять ее амплитудно-временные параметры. В [7, 8] методика типа а) дополнена датчиками давления ножевого типа, что обеспечило весьма полное описание пространственного поля давления. Установка типа б) с датчиками давления обычного типа описана в [11, 12]. Коническая ударная труба, по-видимому, впервые была использована в [13], но не нашла широкого применения, кроме [14, 15]. Сведений из [13–15] недостаточно для любых экспертных оценок. Формально все описанные выше методики равноценны с точки зрения моделирования сферических волн давления, однако для сопоставления различных разновидностей неидеальных взрывов установка типа в) является наиболее удобной.

Схематично коническая ударная труба изображена на фиг. 1. Она состоит из конической камеры высокого давления 1, отделенной разрывной мембраной 2 от конической камеры низкого давления 3. Длина трубы 1 м, угол раствора 38° , радиус камеры $1 r_0 = 67$ мм. Вдоль образующей камеры 3 размещены шесть пьезоэлектрических датчиков давления 4. В отдельных опытах для получения дополнительной информации по оси камеры 3 устанавливался ножевой пьезодатчик 5. Система измерений включает регистрационный комплекс, состоящий из осциллографов С9-8. Сбор, обработка и хранение информации производятся специальной системой на основе РС АТ 286/287. Во всех опытах камера низкого давления заполнена воздухом при нормальных условиях. Давление в камере 1 варьировалось в диапазоне $p_1 =$



Фиг. 1. Коническая ударная труба: 1 – камера высокого давления, 2 – мембрана, 3 – камера низкого давления, 4 – пристеночные датчики давления, 5 – ножевой датчик давления, 6 – нагревательная камера, 7 – электронагреватель, 8 – термопара

= 1,5 – 30 бар. Материал мембраны – алюминиевая или медная фольга. Точность измерений интервала времени и скорости ударных и взрывных волн не ниже 2%, перепада давления 5%. Тарировка датчиков давления выполнена на стандартной ударной трубе.

В опытах по разлету высокотемпературной парожидкостной среды использовалась модифицированная конструкция камеры высокого давления, которая представляла собой конический алюминиевый сосуд, герметично состыкованный с нагревательной камерой 6. Последняя оснащена электронагревателем 7 и заполнена теплоносителем (обычно водой). Температура теплоносителя измерялась термопарой 8.

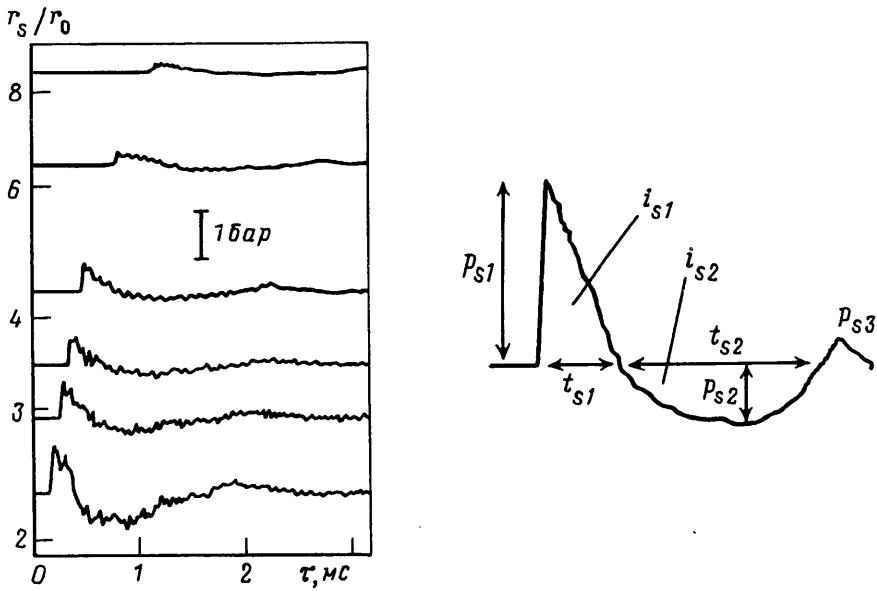
2. Взрывные волны при расширении газовых объемов высокого давления.

Совокупность записей давления в левой части фиг. 2 иллюстрирует волновой процесс при расширении сжатого газа из конической камеры высокого давления. Для удобства анализа записи давления представлены в соответствии с координатами датчиков, а именно начальная (при $t = 0$) ордината каждой кривой соответствует безразмерной координате датчика r_s/r_0 , где r_s – расстояние датчика давления от центра симметрии. В рассматриваемом примере в камере 1 – азот при давлении 23 бар., т.е. $p_1/p_0 = 23$.

Профиль давления во взрывной волне, генерируемой в конической ударной трубе, аналогичен наблюдаемому при сферическом разлете хрупких стеклянных сфер в [4, 7, 8] с выраженной фазой разрежения и вторичной фазой сжатия. Этот волновой пакет следует характеризовать большим числом размерных параметров, чем взрывную волну от заряда ВВ (правая часть фиг. 2).

Следуя [4], величина амплитуды давления отсчитывается от невозмущенного начального уровня p_0 . Импульс статического давления фаз сжатия или разрежения

вычисляется как $i_{sn} = \int_0^{t_{sn}} |p_{sn}(t) - p_0| dt$. Здесь $p_{sn}(t)$ – давление в соответствующей фазе сжатия ($n = 1$) или разрежения ($n = 2$).



Фиг. 2. Типичные записи давления при расширении газа и измеряемые параметры волнового пакета: p_{s1} – амплитуда давления во фронте взрывной волны, i_{s1} – импульс первой фазы сжатия, t_{s1} – длительность первой фазы сжатия, p_{s2} – амплитуда фазы разрежения, i_{s2} – импульс фазы разрежения, t_{s2} – длительность фазы разрежения, p_{s3} – амплитуда второй фазы сжатия

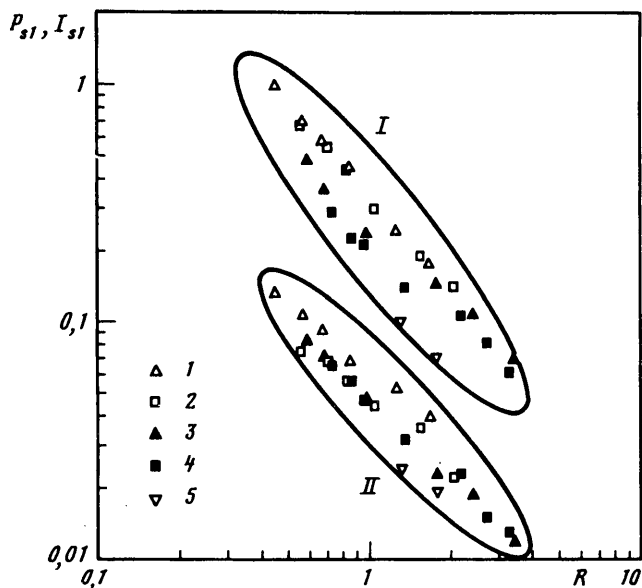
Для сравнения с экспериментальными данными для разрывающихся хрупких сфер [7] и полусфер [11] целесообразно представление измеряемых параметров взрывной волны в универсальных безразмерных координатах. В качестве аргумента взято безразмерное расстояние $R = r_s / R_0$. Здесь R_0 – характерный "энергетический" радиус сосуда $R_0 = (E / p_0)^{1/3}$, E – энергия сжатого газа, определяемая по [16]

$$E = \frac{p_1}{\gamma_1 - 1} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{(1-\gamma_1)/\gamma_1} \right] \frac{4}{3} \pi r_0^3 \quad (2.1)$$

где γ_1 – отношение удельных теплоемкостей газа, заполняющего сосуд высокого давления.

Обозначения безразмерных величин, характеризующих взрывную волну, следующие [4]: $P_{sn} = p_{sn} / p_0$ – безразмерное давление; $I_{sn} = i_{sn} / i_0$ – безразмерный импульс ($i_0 = p_0^{2/3} E^{1/3} a_0^{-1}$, a_0 – скорость звука в невозмущенной среде); $T_{sn} = t_{sn} / t_0$ – безразмерная длительность ($t_0 = E^{1/3} a_0^{-1} p_0^{-1/3}$). Фронту волны и первой фазе сжатия соответствует $n = 1$, фазе разрежения $n = 2$, вторичной фазе сжатия $n = 3$.

На фиг. 3 представлены результаты измерений давления (область I) и импульса (область II) в первой фазе сжатия взрывной волны, полученные по различным экспериментальным методикам. Для сравнения выбраны эксперименты на конической ударной трубе при $p_1/p_0 = 23$ и 13 (соответственно точки 1 и 2), результаты исследования разрыва стеклянных сфер [7] при $p_1/p_0 = 25$ и $13,4$ (точки 3 и 4), а также данные по разлету полусферической оболочки [11] при $p_1/p_0 = 15$ (точки 5). Как видно, несмотря на то, что материал оболочки у хрупких сфер [7] и материал мем-



Фиг. 3. Сравнение результатов измерения давления (I) и импульса (II) первой фазы сжатия при разлете газов по различным методикам: 1, 2 – коническая ударная труба, 3, 4 – стеклянные сферы, 5 – полусфера

бран, используемых в настоящей работе, существенно различен, имеется удовлетворительное согласие между данными, полученными на конической ударной трубе и в близких по начальным условиям экспериментах с хрупкими сферами.

Представленное сравнение показывает, что коническая ударная труба хорошо моделирует сферический разлет сосуда высокого давления. Это подтверждается и при рассмотрении других параметров взрывного пакета. На фиг. 4 обозначения экспериментальных точек, полученных в опытах на конической ударной трубе, соответствуют фиг. 3, а результаты опытов [7] в диапазоне $p_1/p_0 = 10-42$ показаны штриховкой. Таким образом, использование конической ударной трубы создает предпосылки для экспериментального моделирования полей давления при неидеальных взрывах. При прочих равных условиях относительная простота конструкции обеспечивает возможность произвольного выбора рабочего тела для заполнения камеры высокого давления и, следовательно, единого методического подхода к изучению действия различных источников взрыва.

3. Взрывные волны при расширении газопылевых систем. Коническая ударная труба может быть приспособлена для исследования последствий разлета газопылевых двухфазных систем. При этом единообразие методики измерений создает предпосылки для оценки влияния взвешенных конденсированных частиц на расширение объема высокого давления. Предельное объемное содержание частиц для двухфазной смеси, заполняющей камеру высокого давления, достигается при ее насыпной плотности. Для устранения газовой полости между границей насыпного материала и разрывной мембраной использовался вариант "перевернутой" конической ударной трубы (т.е. ориентированной на 180° относительно положения, показанного на фиг. 1).

Перед опытом камера высокого давления заполнялась насыпным (без искусственного уплотнения) материалом. Последующий принудительный разрыв мембраны происходил при наполнении камеры высокого давления азотом или кислородом до известного давления p_1 . В табл. 1 приведены определяющие параметры использо-

Таблица 1

Материал	ρ , кг/м ³	ϕ	d , мк
Полистирол	1060	0,3	10
Алюминий	2700	0,3	10
Корунд	3970	0,3	10
Полистирол	1060	0,5	100
Песок	2450	0,7	200

ванных в опытах насыпных материалов. Здесь ρ – плотность материала частиц, ϕ – объемная доля твердой фазы, d – средний размер частиц.

На фиг. 5 представлены типичные записи давления в воздушных волнах, образовавшихся при расширении сжатого газа (фиг. 5, а, азот) и разлете газопылевой системы (фиг. 5, б, азот – алюминий). В обоих случаях давление разрыва мембраны $p_1 = 23$ бар. Приведенные записи давления (кривые 1) отражают влияние пылевого материала на параметры воздушной ударной волны и профиль давления за лидирующим ударным фронтом. При одинаковом начальном перепаде давления разлет запыленного объема создает волну давления меньшей интенсивности, чем разлет газа. Волновой пакет "ударная волна и волна разрежения" при расширении двухфазной смеси растянут во времени по сравнению со случаем расширяющейся газовой системы. Длительность фаз сжатия и разрежения при расширении запыленных объемов больше таковых в волновых пакетах при расширении газовых объемов.

Отметим различия в записях давления ножевым датчиком (кривые 2 на относительном расстоянии $r_s/r_0 = 3,88$). При расширении газа (фиг. 5, а) профили давления, регистрируемые ножевым датчиком и соответствующими пристеночными датчиками, совпадают по амплитудным и временным параметрам. При разлете системы газ – твердые частицы (фиг. 5, б) указанное выше совпадение имеет место только на начальном участке фазы сжатия. В дальнейшем вместо фазы разрежения наблюдается рост амплитуды сигнала ножевого датчика до величин, значительно превышающих давление на фронте волны. Это, вероятно, связано с расширением газопылевого облака до места расположения ножевого датчика и кажущееся повышение давления обусловлено передачей импульса твердых частиц чувствительной поверхности датчика.

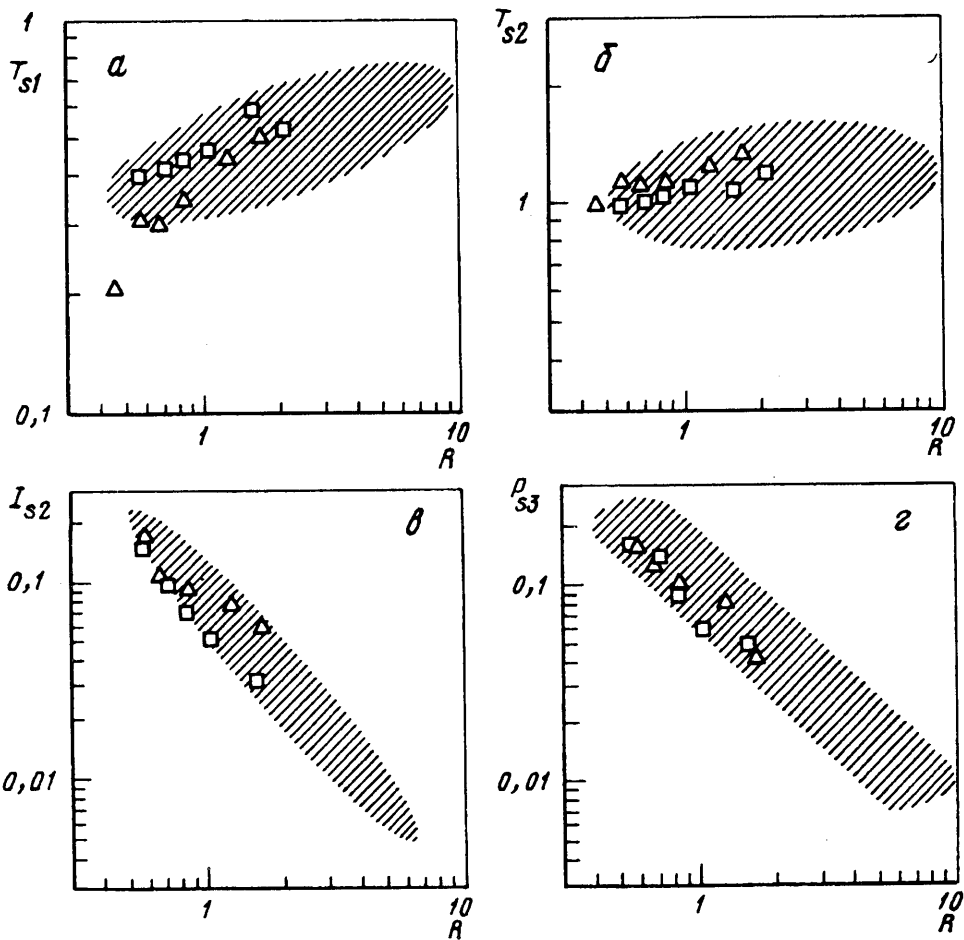
Полезно сопоставить измеренные профили давления с результатами численных газодинамических расчетов. Для расширения сжатого газа результаты расчета представлены на фиг. 5, а кривыми 3, наложенными на соответствующие экспериментальные профили давления. Как видно, расчетные величины (при ошибке вычислений менее 0,5%) амплитуды и длительности фаз сжатия и разрежения удовлетворительно согласуются с измеренными.

Расчет для случая разлета двухфазной среды затруднен необходимостью рассмотрения нестационарного взаимодействия частиц и газа. Как показано в [17, 18], для насыпных сред с размером частиц менее 20 мк можно воспользоваться так называемым "равновесным" приближением, когда запыленная газовая среда представляется в виде эквивалентного газа с отношением удельных теплоемкостей и скоростью звука, определяемых как

$$\gamma_e = \gamma_1 \frac{1 + \eta \delta}{1 + \gamma_1 \eta \delta}, \quad a_e^2 = \frac{a_1^2 \gamma_e}{\gamma_1 (1 + \eta)(1 - \phi)^2} \quad (3.1)$$

Здесь δ – отношение теплоемкости материала частиц к теплоемкости газа при постоянном давлении ($\delta \approx 1$), η – отношение массы частиц к массе газа, a_1 , γ_1 – скорость звука и отношение удельных теплоемкостей незапыленного газа (азота).

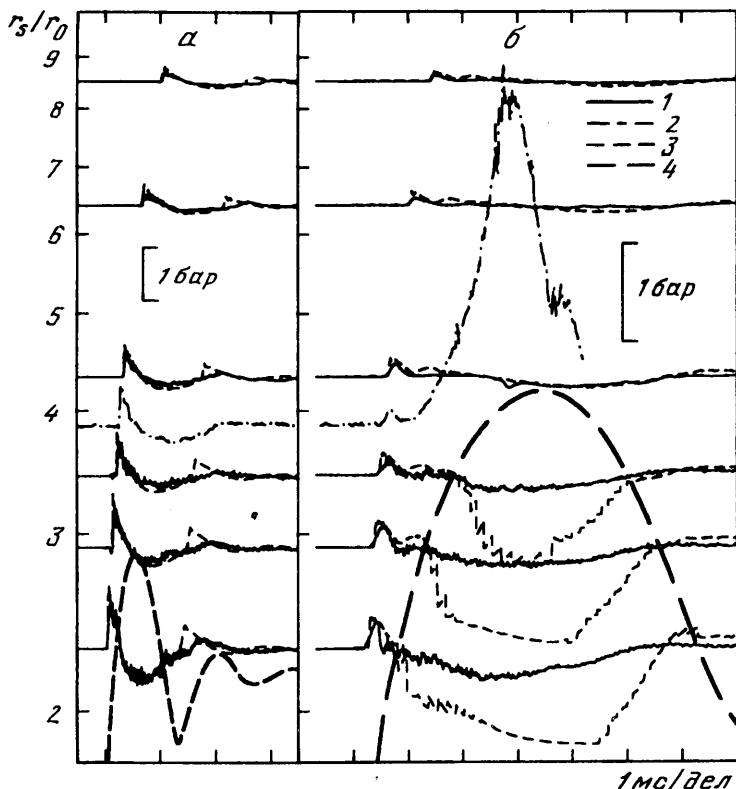
Расчетные профили давления для разлета системы азот – алюминий представлены кривыми 3 на фиг. 5, б. Как видно, амплитудно-временные характеристики первой фазы сжатия описываются достаточно хорошо. Длительность фазы разрежения практически совпадает с расчетной, в то время как измеренная амплитуда значительно меньше. Это связано с тем, что в постановке задачи учитывается парциальное давление твердых частиц, которое, по крайней мере на фазе разрежения, носит фиктивный характер и не регистрируется пристеночными



Фиг. 4. Безразмерные диаграммы параметров волн давления при разлете газовых объемов: *a* – длительность первой фазы сжатия, *б* – длительность фазы разрежения, *в* – импульс фазы разрежения, *г* – амплитуда второй фазы сжатия

датчиками. Тем не менее даже при сделанных упрощающих предположениях расчет дает возможность качественной интерпретации особенностей рассматриваемых процессов. Это проявляется, в частности, при рассмотрении динамики движения контактной поверхности, разделяющей толкающую и толкаемую среду (кривые 4 на фиг. 5). При одинаковом начальном давлении максимальная степень расширения двухфазной среды значительно превышает таковую для газа. После достижения некоторого максимума (на фиг. 5, *б* это соответствует относительному расстоянию $r_s/r_0 \approx 4,1$) граница толкающей среды, т.е. пылевого облака, начинает смещаться в обратном направлении. С этим явлением, по-видимому, связан и наблюдаемый в тот же момент времени спад сигнала ножевого датчика.

Для практических выводов относительно места рассматриваемого типа неидеального взрыва среди всего спектра взрывных явлений целесообразно представить результаты экспериментов в единых безразмерных координатах. Такое представление позволяет сопоставить разлет газа с твердыми частицами со случаем взрыва газонаполненных сосудов. Возможность описания амплитуды и длительности фазы сжатия ударной волны в рамках модели эквивалентного газа дает основания применить для энергии взрывного источника газ с твердыми частицами соотношение

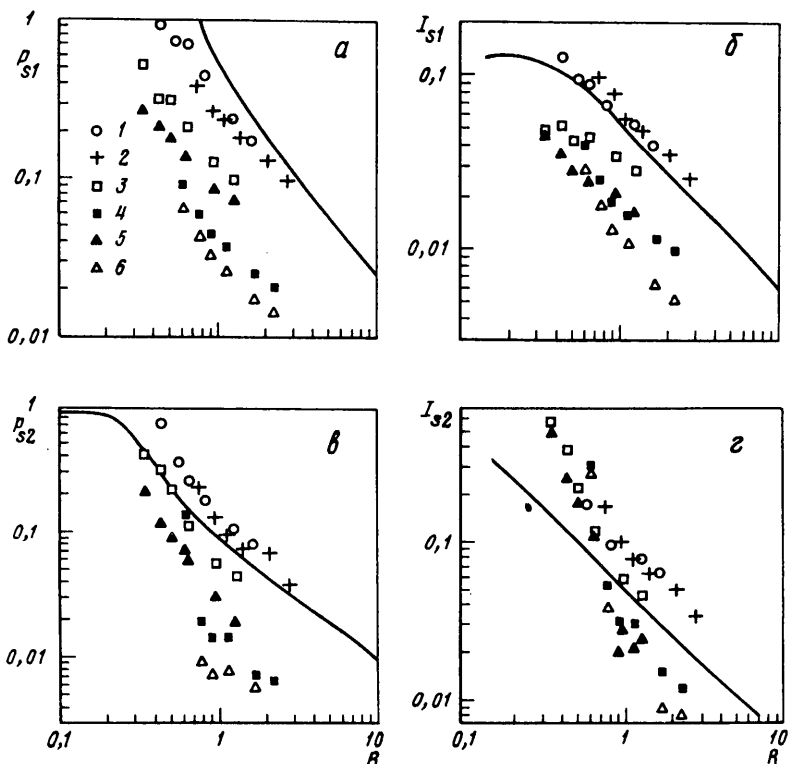


Фиг. 5. Сравнение измеренных и рассчитанных профилей давления при расширении газа (а) и системы газ – твердые частицы (б): 1 – датчики № 4 (фиг. 1), 2 – датчик № 5 (фиг. 1), 3 – расчет, 4 – движение контактной поверхности

(2.1), использованное для незапыленного газа. Таким образом, в (2.1) имеем для газонаполненного сосуда $\gamma_1 = 1,4$ (азот), а для предварительно сжатой газопылевой системы $\gamma_1 = \gamma_e$ определяемое по (3.1).

На основе сделанного выбора энергетических характеристик можно не только установить поля определяющих величин для взрывного пакета, но и сопоставить их с аналогичными параметрами после взрыва заряда ВВ. Соответствующие экспериментальные зависимости представлены на фиг. 6. Спецификация начальных условий рассматриваемых экспериментов приведена в табл. 2. Кривыми представлены параметры воздушной ударной волны при взрыве зарядов тротила [19]. Энергия взрыва ВВ задана соотношением $E = GW$, где G – вес заряда, W – удельная теплота сгорания тротила [4].

С учетом данных, приведенных на фиг. 6, можно сделать ряд выводов о возможностях и пределах применимости понятия тротилового эквивалента для описания неидеальных взрывов, обусловленных расширением объемов сжатого газа или газопылевой системы. Отличительной особенностью рассматриваемых процессов от взрыва ВВ оказывается неоднозначная зависимость интенсивности воздушной взрывной волны от расстояния при различных соотношениях p_1/p_0 . Эта особенность является логическим следствием распада разрыва параметров (главным образом – разрыва давления) на границе сжатый газ – атмосферный воздух при конечных значениях перепада давления p_1/p_0 . При взрывах зарядов ВВ как правило, $p_1/p_0 \gg 1$ и изменение амплитуды ударной волны с расстоянием не зависит от давления продуктов взрыва.



Фиг. 6. Безразмерные диаграммы параметров волн давления при разлете газовых и газопылевых объемов: *а, б* – амплитуда и импульс первой фазы сжатия, *в, г* – амплитуда и импульс фазы разрежения

Для нахождения амплитуды и импульса давления на фазе сжатия использование понятия тротилового эквивалента применительно к расширению газовых и особенно газопылевых систем требует принципиальных оговорок. Если в случае разлета газовых сфер величина тротилового эквивалента зависит в основном от расстояния R , то для запыленных систем проявляется также его зависимость от начального перепада давлений и плотности материала частиц (ср. массивы экспериментальных точек, соответствующих строкам 3,5 и 4,6 табл. 2, на фиг. 6). Кроме того, на квазиакустической стадии волнового пакета, каковой является фаза разрежения (фиг. 6, *в, г*) при $R \cong 0,8-0,9$, наблюдается резкое уменьшение амплитуды и импульса в случае разлета систем газ – твердые частицы и зависимость тротилового эквивалента от расстояния оказывается существенно немонотонной.

4. Приближенный расчет амплитуды взрывной волны при разлете газопылевых систем. Для практических приложений амплитуда первой фазы сжатия взрывной волны P_{s1} представляет один из важнейших поражающих факторов взрыва. Несмотря на сложность рассматриваемых процессов, сравнение экспериментальных данных с систематическими расчетами дает возможность, по крайней мере для величины P_{s1} , предложить удобные полуэмпирические зависимости. В рассматриваемом диапазоне давлений разрыва мембраны для приближенной оценки амплитуды повышения давления на лидирующем ударном фронте на различном расстоянии от центра взрывного источника (камеры высокого давления) можно воспользоваться соотношением

$$P_{s1} = kP_{s0} \left(\frac{R_0}{R} \right), \quad R_0 = r_0 \left(\frac{P_0}{E} \right)^{1/3} \quad (4.1)$$

Таблица 2

№ п.п.	Толкающая среда в камере высокого давления	p_1 , бар
1	Азот	23,0
2	Азот	6,7
3	Азот-полистирол	23,0
4	Азот-полистирол	6,7
5	Азот-алюминий	23,0
6	Азот-алюминий	6,7

Здесь R_0 – приведенный радиус взрывного источника (энергия E определяется по (2.1)), P_{s0} – интенсивность ударной волны на границе взрывного источника (т.е. при $R = R_0$), которая определяется по известному соотношению [4]

$$\frac{p_1}{p_0} = (P_{s0} + 1) \left[1 - P_{s0} \frac{a_0}{a_1} \frac{\gamma_1 - 1}{2\gamma_0} \left(1 + \frac{\gamma_0 + 1}{2\gamma_0} P_{s0} \right)^{-1/2} \right]^{-2\gamma_1/(\gamma_1 - 1)} \quad (4.2)$$

Приведенное выражение содержит характеристики окружающей среды – скорость звука a_0 и отношение удельных теплоемкостей γ_0 , а также скорость звука a_1 в толкающем газе. Поправочный коэффициент k в (4.1) отражает влияние конечного времени раскрытия мембраны. Для условий описываемых экспериментов $k = 0,7 \pm 0,1$.

После введения указанных геометрических и энергетических переменных построение зависимости типа $P_{s1} = f(R)$ сводится к расчету произведения $P_{s0}R_0$. Начальная точка для этой зависимости на плоскости $P_{s1} - R$ задана величинами $R = R_0$ и $P_{s1} \approx \approx 0,7P_{s0}$. Отсюда понятна невозможность построения в координатах давление – расстояние единой зависимости, как это удастся сделать для описания взрыва ВВ.

Воспользуемся предложенным подходом для нахождения амплитуды взрывной волны при разлете газопылевых систем. Представление запыленной газовой среды в виде эквивалентного газа с равновесными параметрами (3.1) позволяет упростить ранее введенные соотношения. Для рассматриваемых насыпных сред $\gamma_1 = \gamma_e \approx 1,0003 - 1,03$ в диапазоне начального давления 1,5 – 100 бар, т.е. $(\gamma_1 - 1) \rightarrow 0$. Раскладывая правую часть (4.2) по малому параметру $(\gamma_1 - 1)$ и ограничиваясь первым членом разложения, имеем

$$\frac{p_1}{p_0} = (1 + R_{s0}) \exp \left[\frac{a_0}{a_1} \frac{P_{s0}}{\gamma_0} \left(1 + \frac{1 + \gamma_0}{2\gamma_0} P_{s0} \right)^{-1/2} \right] \quad (4.3)$$

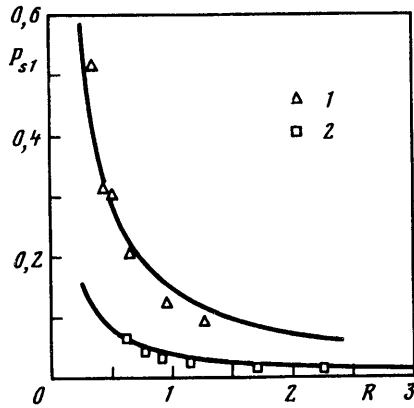
Кроме того, при $\eta \gg 1$

$$a_1 = a_e \approx \left(\frac{p_1}{\rho\phi(1-\phi)} \right)^{1/2} \quad (4.4)$$

На основе приближения $(\gamma_1 - 1) \rightarrow 0$ упрощается выражение (2.1) для газопылевой системы

$$E = p_1 \ln \left(\frac{p_1}{p_0} \right) \frac{4}{3} \pi r_0^3 \quad (4.5)$$

С учетом параметров, характеризующих состояние запыленной двухфазной среды как эквивалентного газа, соотношения для расчетов амплитуды взрывной волны на



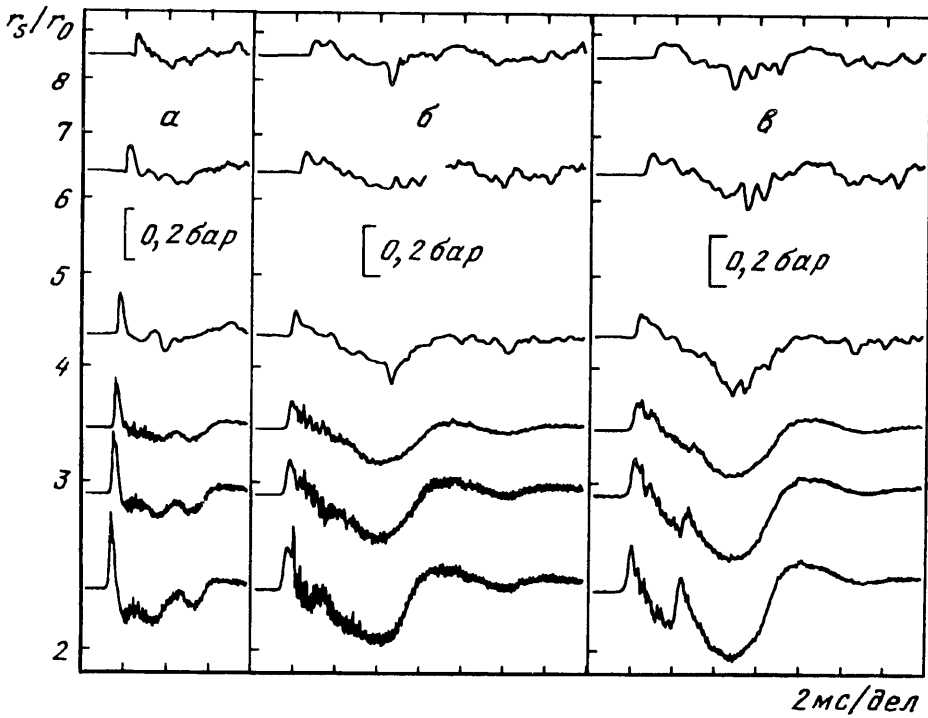
Фиг. 7. Сравнение результатов эксперимента и расчета по приближенной методике: 1 – полистирол – азот, 2 – корунд – азот

границе запыленного объема (4.3) и энергии взрывного источника (4.5) содержат только свойства наполнителя (табл. 1), начальное давление в камере высокого давления и параметры окружающей среды.

На фиг. 7 приведено сравнение результатов расчета по соотношениям (4.3)–(4.5) (кривые) с экспериментами по разлету систем полистирол–азот ($p_1 = 23$ бар) и корунд – азот ($p_1 = 13$ бар). Расчет по упрощенной методике удовлетворительно описывает изменение давления на фронте взрывной волны с расстоянием. При этом приближение "эквивалентного газа" для насыпных сред ограничено размером частиц $d < 0,1$ мм. Для частиц большего размера следует принимать во внимание эффекты неравновесного межфазного взаимодействия.

5. Взрывные волны при расширении объемов перегретой жидкости. Успешное применение конической ударной трубы для моделирования процессов формирования и распространения взрывных волн при расширении объемов сжатого газа и газопылевых систем позволяет исследовать более сложные процессы. Одним из таких процессов является взрывоподобное расширение объемов высокотемпературной жидкости, заключенных в прочную оболочку природного или искусственного происхождения. Разлет вскипающей жидкости начинается сразу после устранения такой оболочки вследствие ее разрушения силами внутреннего давления или внешними воздействиями. В литературе отсутствуют сведения о систематических измерениях или расчетах параметров взрывных волн, создаваемых разлетом объемов, полностью или частично заполненных высокотемпературной парожидкостной двухфазной средой. Внезапное расширение перегретой по отношению к внешним условиям жидкости является примером так называемого "физического" взрыва, который, следует считать "неидеальным" в силу принципиальных отличий от взрывов зарядов ВВ.

Детальное исследование взрывоподобного расширения объемов перегретой жидкости реализовано на конической ударной трубе с модифицированной камерой высокого давления (фиг. 1). Перед опытом внутренняя полость камеры 1 заполнялась определенным количеством нагреваемой рабочей жидкости, так что объемная доля жидкости могла изменяться в интервале от 1 до 90%. При нагреве теплоносителя в нагревательной камере б температура и давление рабочей парожидкостной среды повышаются и соответствуют свойствам жидкости на линии насыщения. При достижении определенного уровня давления p_1 мембрана 2 разрушается. Рабочая жидкость при давлении p_1 и соответствующей температуре T_1 оказывается перегретой по отношению к условиям окружающей среды в камере низкого давления 3, т.е. к воздуху при $p_0 = 1$ бар и $T_0 = 293$ К.

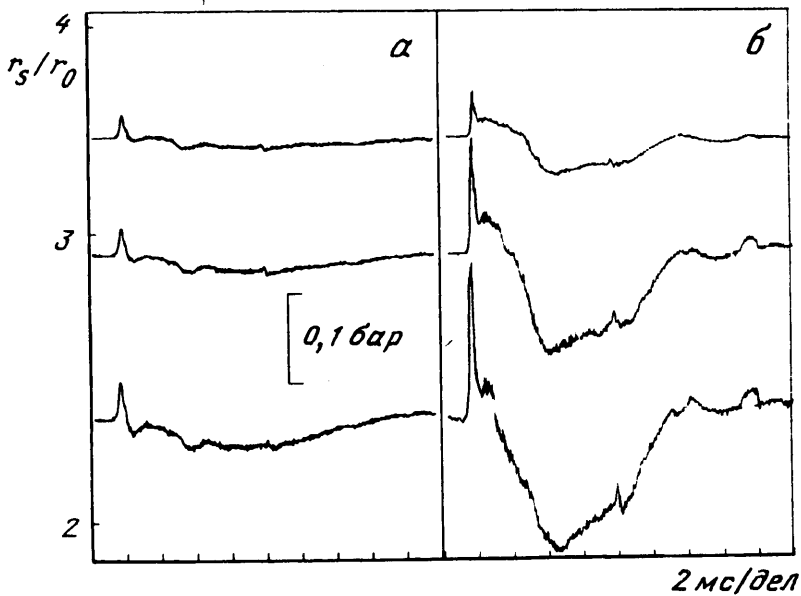


Фиг. 8. Типичные записи давления при расширении парожидкостных систем. Масса нагреваемой жидкости (вода), г: 2(а), 15(б), 24(в)

Разрыв мембраны по [6] сопровождается быстрым (со скоростью звука в сплошной рабочей жидкости) пробегом волны разрежения от мембраны к вершине конической камеры высокого давления. Происходящий при этом спад давления за головой волны разрежения способствует образованию двухфазной среды состоящей из жидкости и пузырьков пара. Вскипание рабочей жидкости и появление двухфазной смеси сопровождаются увеличением ее объема и истечением парожидкостной среды в камеру низкого давления. Поршневое действие истекающих парожидкостных продуктов приводит к формированию взрывной волны. В опытах варьировались давление разрыва мембраны p_1 (температура T_1) и масса (соответственно объемная доля) рабочей жидкости. В качестве исследуемых веществ использовались вода и фреон-113.

Рассмотрим ряд измеренных профилей давления. Серия осциллограмм на фиг. 8 иллюстрирует влияние массы (объемной доли) рабочей жидкости (воды) на параметры формирующихся волн давления. Во всех представленных на фиг. 8 случаях давление разрыва мембраны и температура рабочей среды одинаковы и составляют соответственно $p_1 = 10$ бар, $T_1 = 445$ К. Изменяемый параметр – масса нагреваемой жидкости. Объемная доля жидкости в системе жидкость–насыщенный пар в пересчете на конечное состояние p_1, T_1 соответственно порядка 5, 45 и 85% объема камеры высокого давления. Таким образом, в момент разрыва мембраны в случае фиг. 8, а камера высокого давления практически целиком заполнена насыщенным паром, а в случае фиг. 8, в – жидкостью.

Как видно из фиг. 8, увеличение объемной доли жидкой фазы приводит к значительным изменениям параметров формирующихся волновых пакетов. Наибольшая интенсивность лидирующей ударной волны соответствует разлету паровой системы (фиг. 8, а). Поскольку в этом случае толкающая среда в момент разрыва

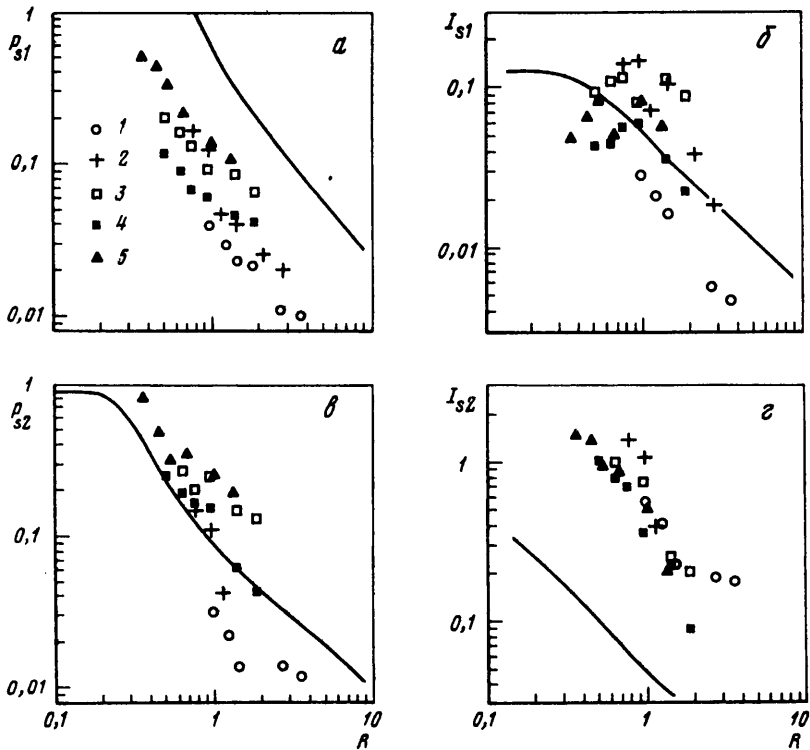


Фиг. 9. Влияние степени перегрева жидкости (вода) на параметры волн давления. Начальная температура (давление): а – 410 К (3 бар), б – 420 К (4,5 бар)

мембраны находится в газообразном состоянии, целесообразно провести сравнение с исследованным процессом расширения газонаполненных сфер. Уже на фазе разрежения проявляется ряд существенных отличий. В частности, отношение длительностей фаз разрежения и сжатия существенно превышает характерные значения для расширения газа того же начального давления. В то же время амплитуда фазы разрежения незначительна и модулируется рядом низкочастотных колебаний. Оба эти факта обусловлены, по-видимому, влиянием на газодинамику истечения процесса конденсации пара в волне разрежения. Как показано в [20], наличие конденсата в толкающем газе (паре) приводит к ослаблению ударной волны в присоединенном объеме.

Увеличение объемной доли жидкости в рабочей среде приводит к ослаблению волны и возрастанию длительности фазы сжатия. Одновременно существенно увеличиваются амплитуда и длительность фазы разрежения. В ряде случаев при высокой объемной доле жидкости (фиг. 8, в) на фазе разрежения регистрируются выраженные вторичные скачки давления, которые особенно заметны в ближней зоне и исчезают по мере удаления волнового пакета от разрывной мембраны. В целом характер изменений амплитудно-временных параметров волновых пакетов при переходе от газовых к парожидкостным средам аналогичен наблюдаемому в случае газопылевых систем. При относительно высоком объемном содержании жидкой фазы 45–85% (фиг. 8, б, в) профиль волны давления дополняется явно выраженной вторичной фазой сжатия, следующей за фазой разрежения.

Фигура 9 иллюстрирует влияние степени перегрева жидкости на параметры волны давления при фиксированной массе рабочей среды (масса воды 24 г). Начальные условия: $p_1 = 3$ бар, $T_1 = 410$ К (фиг. 9, а) и $p_1 = 4,5$ бар, $T_1 = 420$ К (фиг. 9, б). Из фиг. 8, в и 9 легко видеть, что даже незначительные различия в начальной температуре (давлении) приводят к изменению всех амплитудно-временных характеристик волнового пакета. Аналогично разлету газовых и газопылевых систем увеличение параметра p_1 приводит к росту амплитуды как фазы сжатия, так и фазы разрежения. Что касается длительности фазы разрежения, то здесь в отличие от газа наблюдается обратная зависимость. Это свидетельствует о том, что при разлете высокотемпературной жидкости имеет место истечение существенно двухфазной среды,



Фиг. 10. Безразмерные диаграммы параметров волн давления при разлете парожидкостных систем: а, б – амплитуда и импульс первой фазы сжатия, в, г – амплитуда и импульс фазы разрежения

поскольку именно в таких средах в отличие от газа определяющий параметр – скорость звука – растет с увеличением начального давления.

Таким образом, анализ записей давления приводит к следующим заключениям: а) расходящееся движение высокотемпературных парожидкостных систем является причиной образования в окружающей среде волновых пакетов, состоящих из ударной волны и протяженной волны разрежения; б) при расширении парожидкостных систем образуются волны давления меньшей интенсивности, чем при расширении газовых объемов; в) волновой пакет при разлете объемов перегретой жидкости имеет протяженную фазу сжатия с немонотонным изменением давления на последующих стадиях разрежения и повторного сжатия; г) при расширении паровых объемов амплитуда волны разрежения на любой стадии распространения не больше амплитуды лидирующего ударного фронта; д) в условиях проведенных экспериментов при расширении парожидкостной среды (с исходным объемным содержанием жидкой фазы более 30–40%) амплитуда волны разрежения на всех стадиях движения волнового пакета не меньше амплитуды лидирующего ударного фронта.

Для адекватного представления опытных данных в безразмерных координатах рассмотрим особенности применения соотношения (2.1) для разлета высокотемпературных парожидкостных систем. Для объема, заполненного только насыщенным паром, формула (2.1) имеет вполне определенную применимость. В этом случае γ_1 есть отношение удельных теплоемкостей паровой фазы ($\gamma_1 = 1,3$ для воды и $\gamma_1 = 1,08$ для фреона-113).

Гораздо более сложным является случай внезапного расширения среды при малом объемном содержании пара. Основная трудность заключается в том, что в исходном

Таблица 3

№ п.п.	Жидкость	p_1 , бар	T_1 , К
1	Вода	3,0	410
2	"	4,5	420
3	"	10,0	445
4	Фреон-113	10,0	415
5	"	21,0	455

Таблица 4

Жидкость	T_s , К	ρ_s , кг/м ³	T_c , К	ρ_c , кг/м ³
Вода	373	958	647	318
Фреон-113	321	1510	487	576

состоянии жидкая фаза (даже при относительном высоком начальном давлении), будучи практически несжимаема, не может быть источником значительных газодинамических возмущений в окружающем газе (воздухе). Только спустя короткое (но конечное) время после разрыва оболочки образуется двухфазная система жидкость – пузырьки пара, расширение которой способно генерировать волну давления. Таким образом, толкающая среда формируется уже в процессе разлета, когда ее объем и давление уже не соответствуют начальному состоянию p_1 , V_0 (V_0 – объем камеры высокого давления).

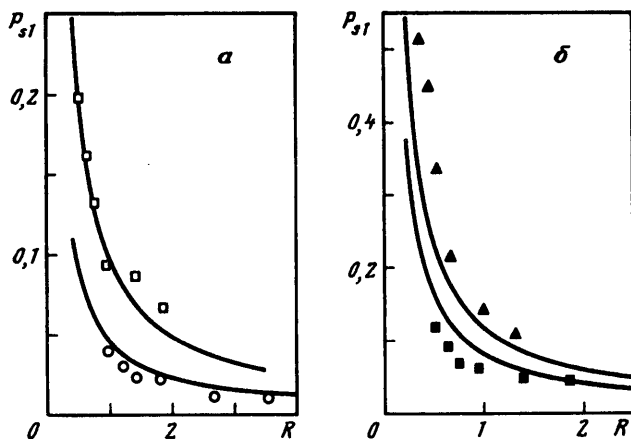
В силу сложности точного описания рассматриваемого процесса необходимо введение упрощающих предположений о характере истечения, по крайней мере на его начальной стадии. В качестве первого приближения примем допущение об изотермическом характере процесса. При этом для текущего давления и объема формирующейся парожидкостной системы имеем $p(t)V(t) \approx \text{const}$ и отношение удельных теплоемкостей системы $\gamma \approx 1$. Заметим, что если рассматривать парожидкостную среду в рамках модели эквивалентного газа, то при относительно высокой объемной доле жидкой фазы действительно $\gamma \rightarrow 1$. Осуществляя предельный переход $\gamma \rightarrow 1$ в (2.1) имеем

$$E(t) \approx p(t)V(t) \ln \left(\frac{p(t)}{p_0} \right)$$

При $t \rightarrow t_0$ (t_0 – момент разрыва мембраны) получаем $E \approx p_1 V_0 \ln(p_1/p_0)$, что полностью аналогично выражению (4.5).

С учетом введенного энергетического параметра E определяющие величины волновых пакетов могут быть построены в безразмерной системе координат. На фиг. 10 представлены соответствующие зависимости для экспериментов по разлету парожидкостной среды, в которых к моменту разрыва мембраны объем жидкости составлял 80–90% объема камеры высокого давления. Спецификация начальных условий опытов приведена в табл. 3. Кривыми на фиг. 10 представлены параметры воздушной ударной волны при взрыве зарядов тротила.

6. Приближенный расчет амплитуды взрывной волны при разлете парожидкостных систем. Полное описание параметров волновых пакетов, формирующихся при разлете высокотемпературных парожидкостных систем, представляет значительную сложность вследствие необходимости построения физических моделей, учитывающих динамику фазовых переходов в условиях существенно нестационарного расширения. Тем не менее на основе экспериментов [6, 20], проведенных в одномерной постановке на ударной трубе, имеется возможность построения упрощенной методики оценки амплитуды лидирующего ударного фронта.



Фиг. 11. Сравнение результатов эксперимента и расчета по приближенной методике: а – вода, б – фреон-113

Предположим, что в случае разлета парожидкостной среды для оценки амплитуды повышения давления на лидирующем ударном фронте на различном расстоянии от центра взрывного источника можно воспользоваться соотношением типа (4.1). В отличие от газовых и газопылевых систем при расширении жидкости волна давления формируется с некоторым запаздыванием, так что в первом приближении можно, по-видимому, не учитывать динамику раскрытия мембраны и использовать соотношение (4.1) при $k = 1$

$$P_{s1} = P_{s0} \left(\frac{R_0}{R} \right) \quad (6.1)$$

Для оценки величины P_{s0} по [6] в упрощенном выражении (4.3) следует положить

$$a_1 = \left(\frac{2\gamma_1 P_1}{B - AT_1} \right)^{1/2} \quad (6.2)$$

где γ_1 – отношение удельных теплоемкостей паровой фазы, а коэффициенты A и B вычисляются по плотности жидкости ρ_s при нормальной температуре кипения T_s и по критическим параметрам – критической температуре T_c и плотности ρ_c

$$A = (\rho_s - 2\rho_c)(T_c - T_s)^{-1}, \quad B = 2\rho_c + AT_c \quad (6.3)$$

В табл. 4 приведены необходимые величины для воды и фреона-113 (округленные данные [21, 22]).

На фиг. 11 приведено сравнение результатов расчета по соотношениям (4.3), (6.1)–(6.3) (кривые) с экспериментами по разлету перегретой воды (а) и фреона-113 (б). Обозначения экспериментальных точек соответствуют нумерации строк табл. 3. Расчет по упрощенной методике удовлетворительно описывает динамику изменения давления на фронте ударной волны. В диапазоне температур $T_1 \leq 0,9T_c$ предложенная методика может быть использована для оценок интенсивности лидирующей ударной волны.

Заключение. Сравнительный анализ фиг. 6 и 10 показывает, что при одинаковых энергетических характеристиках источников взрыва: а) амплитуды лидирующей ударной волны при разлете газопылевых и парожидкостных систем сравнимы между собой и значительно меньше, чем при расширении газа; б) значения величин импульса первой фазы сжатия при разлете перегретой жидкости не меньше соответствующих

величин для газопылевых сред, а в ряде случаев превышают измеренные при разлете газа; в) амплитуда фазы разрежения при разлете парожидкостных систем при $R \leq 1$ соответствует величинам для расширения газа, а при $R > 1$ и низких степенях перегрева близка к случаю расширения газопылевых сред; г) импульс фазы разрежения в волновых пакетах, генерируемых разлетом вскипающих жидкостей, во всем исследованном диапазоне R и степеней перегрева в 3–10 раз превышает величины, характерные для газовых и газопылевых систем.

Рассмотренная совокупность опытных данных позволяет сделать принципиальные заключения о возможностях моделирования "физических" взрывов путем сопоставления со взрывами ВВ. Унифицированное представление полей основных факторов поражения выявляет приоритетные параметры и, в частности, отражает невозможность моделирования "физических" взрывов перегретых по отношению к внешним условиям жидкостей по величине тротилового эквивалента при определении амплитуд фаз сжатия и разрежения волны давления, а также импульса фазы сжатия. Понятие тротилового эквивалента ограничено пригодно лишь для оценок импульса давления на фазе разрежения. Поскольку при разлете парожидкостных систем величина импульса давления на фазе разрежения намного больше, чем при других типах химических и физических взрывов, то наибольшую опасность в этом случае может представлять не ударная волна, а волна разрежения. Отмеченное обстоятельство особенно затрудняет комплексную оценку последствий физических взрывов на основе тротилового эквивалента.

Описанные эксперименты демонстрируют эффективность применения конической ударной трубы для исследования параметров волн давления при неидеальных "физических" взрывах. Соответствующие модификации установки позволили унифицировать методику экспериментов и систему измерений для трех различных типов неидеальных взрывных явлений: расширение сжатого газа; расширение сжатого газа со взвешенными твердыми частицами; расширение вскипающей жидкости со взвешенными пузырьками и каплями.

Единство методики открывает возможность выявления особенности различных типов взрывов, не сопровождающихся экзотермическими реакциями. Представленные результаты лабораторных исследований могут служить основой для верификации соответствующих математических моделей с целью их последующего применения для описания ударно-волновых эффектов реальных природных и техногенных процессов.

Авторы выражают признательность А.М. Бартеневу (ИХФ РАН) за предоставление численного кода для расчета параметров сферических ударных волн. Работа выполнена при поддержке Международного фонда научных исследований (код проекта NEB 300).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Taniguchi H., Suzuki-Kamata K.* Direct measurement of over pressure of a volcanic blast on the June 1991 eruption at Unzen volcano, Japan // *Geophys. Res. Let.* 1993. V. 20. № 2. P. 89–92.
2. *Taniguchi H., Suzuki-Kamata K., Nakada S.* An attempt to measure the temperature, pressure and particle velocity of pyroclastic surge with penetrator-type gauge airdropping experiment at Unzen volcano // *Geol. Survey Jap.* 1992. V. 37. № 3. P. 147–157.
3. *Sturtevant B., Kieffer S.W.* Vapor explosions and the blast at Mt. St. Helens // *Proc. 14th (Intern.) Symp. on Shock Tubes and Shock Waves / Ed. R. Archer, B. Milton.* 1984. P. 17–25.
4. *Бейкер У., Кокс П., Уэстайн П. и др.* Взрывные явления. Оценка и последствия. Кн. 1. М.: Мир. 1986. 319 с.
5. *Медведев С.П., Поленов А.Н., Гельфанд Б.Е., Цыганов С.А.* Воздушные УВ при внезапном расширении сжатой двухфазной среды насыпной плотности // *Физика горения и взрыва.* 1987. Т. 23. № 3. С. 135–139.
6. *Медведев С.П., Поленов А.Н., Гельфанд Б.Е.* Параметры УВ при взрывном расширении вскипающей жидкости // *Физика горения и взрыва.* 1991. Т. 27. № 4. С. 51–57.

7. *Esparza E.D., Baker W.E.* Measurements of blast waves from bursting pressurized frangible spheres // NASA. CR. 1977. № 2843. 50 p.
8. *Baker W.E., Ricker R.E., Kulesz J.J. et al.* Workbook for estimating effect of accidental explosions in propellant ground handling and transport systems // NASA. DR. 1978. № 3023. 350 p.
9. *Glass I.I., Hall J.G.* Shock sphere – an apparatus for generating spherical flows // J. Appl. Phys. 1957. V. 28. № 4. P. 424–425.
10. *Boyer D.W.* An experimental study of the explosion generated by a pressurized sphere // J. Fluid Mech. 1960. V. 9. Pt. 3. P. 401–429.
11. *Гельфанд Б.Е., Медведев С.П., Поленов А.Н.* Моделирование пылевых взрывов на генераторе сферических ударных волн // Фундаментальные проблемы физики ударных волн. Черноголовка, 1987. Т. 1. Ч. 1. С. 166–168.
12. *Бартенев А.М., Гельфанд Б.Е., Медведев С.П. и др.* Кинематика фрагментов при разрыве сосудов высокого давления // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 6. С. 88–93.
13. *Campbell R.G.* Initial wave phenomena in a weak spherical blast // J. Appl. Phys. 1958. № 29. № 1. P. 55–60.
14. *Filler W.S.* Measurements on the blast wave in a conical tube // Phys. Fluids. 1960. V. 3. № 3. P. 444–448.
15. *Connor J.G.* Parametric study of the conical shock tubel // NOL TR-73-6. 1973. 54 p.
16. *Strehlow R.A., Ricker R.E.* The blast wave from a bursting sphere // Loss Prevention. N.Y.: CEP, 1976. V. 10. P. 115–121.
17. *Гельфанд Б.Е., Медведев С.П., Поленов А.Н. и др.* Измерение скорости слабых возмущений в пористых средах насыпной плотности // ПМТФ. 1986. Т. 29. № 1. С. 141–144.
18. *Медведев С.П.* Ударные волны при разлете, воспламенении и нагружении систем газ-твердые частицы: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., МФТИ. 1989. 148 с.
19. *Lewis D.J.* Condensed phase explosions and their blast characteristics // EUROMECH-139. Aberystwyth, 1981. 20 p.
20. *Гельфанд Б.Е., Медведев С.П., Поленов А.Н., Фролов С.М.* Ударные волны при разлете систем жидкость – насыщенный пар // Теплофизика высоких температур. 1989. Т. 27. № 6. С. 1159–1166.
21. Холодильная техника. Кн. 1. Л.: Госторгиздат. 1960. 544 с.
22. *Варгафтик Н.Б.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 .

Москва

Поступила в редакцию
12.III.1996