

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ ПРИ КОНТАКТНОМ ВЗРЫВЕ

В. Д. Алексеенко

(Москва)

Вопрос о распределении энергии контактного взрыва имеет большое практическое значение в сейсмологии и при исследовании параметров волн, возбуждаемых этим взрывом.

Теоретическое решение задачи об излучении энергии контактного взрыва в высшей степени затруднительно, и в настоящее время такого решения не существует. Однако эта задача сравнительно просто может быть решена экспериментальным путем.

В работе [1] приводились данные о распределении энергии контактного взрыва для частного случая, когда он происходит на песчаном грунте ненарушенной структуры с объемным весом $\gamma = 1,6 \text{ г/см}^3$ и весовой влажностью $\omega = 7-10\%$. В данной статье приводятся новые сведения, полученные при взрывах на других средах, составляющих нижнее полупространство: бетон марки М-500 и песок нарушенной структуры с объемным весом $\gamma = 1,45 \text{ г/см}^3$.

Контактный взрыв характерен тем, что происходит на границе двух сред: воздух — нижнее твердое полупространство. Поскольку обе среды обладают разной деформируемостью, энергия взрыва, естественно, распределяется в них неравномерно.

Энергетический баланс контактного взрыва можно записать следующим образом:

$$E = E_{\text{в}} + E_{\text{п}}, \quad (1)$$

где E — полная энергия взрыва; $E_{\text{в}}$, $E_{\text{п}}$ — соответственно доли энергии взрыва, излучаемые в воздух и полупространство.

Ясно, что, определив какую-либо из величин $E_{\text{в}}$ или $E_{\text{п}}$ из равенства (1), можно найти другую. Определение $E_{\text{в}}$ или $E_{\text{п}}$ связано с разными по технике и трудоемкости экспериментами.

При непосредственном определении энергии, излучаемой в воздух, эксперименты связаны с измерением некоторых параметров воздушной ударной волны, распространяющейся вдоль свободной поверхности.

Определение доли энергии, излучаемой в полупространство, связано с измерением параметров волн в полупространстве. При этом возникает необходимость проводить соответствующие измерения параметров волн на оси симметрии при контактном взрыве и на радиальном направлении при камуфлетном взрыве в среде нижнего полупространства. Путем сопоставления параметров волн от этих взрывов можно найти $E_{\text{п}}$. Эти эксперименты, как известно, сопряжены со значительными техническими трудностями.

Однако при некотором положении заряда, в частности, при расположении его так, что центр заглублен на один радиус, распределение энергии, как показывает опыт, может быть установлено только с помощью именно таких экспериментов. В наших опытах непосредственно измерялась величина $E_{\text{в}}$.

Сущность метода определения энергии, излучаемой в воздух, может быть объяснена с помощью рис. 1.

Пусть кривые 1 и 2 представляют собой голографы фронтов воздушных ударных волн, возбужденных взрывами зарядов C_1 и C_2 , причем $C_1 > C_2$. Естественно, что на плоскости $t-R$ (t — время, R — расстояние) кривая 2 будет располагаться выше кривой 1. Процесс распространения воздушных ударных волн, как известно, подчиняется закону геометрического подобия, сформулированному в работе [2].

На основании этого закона для кривых 1 и 2 можно записать соотношения:

$$\frac{t_1}{\sqrt[3]{C_1}} = f_1 \left(\frac{R_1}{\sqrt[3]{C_1}} \right); \quad (2)$$

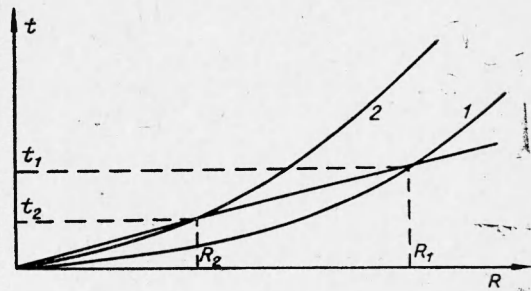


Рис. 1.

$$\frac{t_2}{\sqrt[3]{C_2}} = f_2 \left(\frac{R_2}{\sqrt[3]{C_2}} \right). \quad (3)$$

Если обеспечить равенство f_1 и f_2 , то из (2) и (3) получим

$$\frac{t_1}{\sqrt[3]{C_1}} = \frac{t_2}{\sqrt[3]{C_2}}. \quad (4)$$

Из соотношения (4) имеем

$$\lambda = \frac{C_2}{C_1} = \left(\frac{t_2}{t_1} \right)^3.$$

Рассуждая аналогично, выражение для λ можно получить в виде

$$\lambda = \frac{C_2}{C_1} = \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^3. \quad (6)$$

Как видно из (5) и (6), коэффициент λ показывает, во сколько раз вес заряда C_2 меньше веса заряда C_1 . Учитывая, что энергия взрыва прямо пропорциональна весу заряда, λ также выражает соотношение энергий этих зарядов.

Таким образом, если имеется годограф фронта воздушной ударной волны, воз-

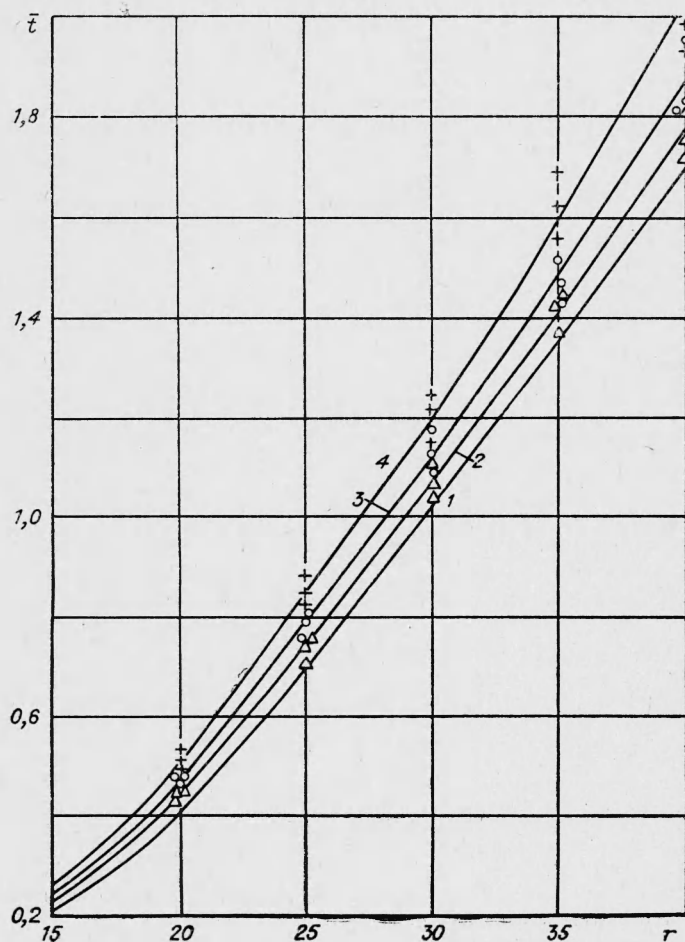


Рис. 2.

бужденной зарядом C_1 , вес которого известен, то по полученному другому годографу можно определить вес заряда C_2 . Для этого на рис. 1 из начала координат под произвольным углом проводится прямая, пересекающая кривые 1 и 2. Перпендикуляры, опущенные из точек пересечения этой прямой с кривыми на оси ординат и абсцисс, отсекут на них соответственно величины t_1 и t_2 , R_1 и R_2 . Подставляя значения t_1 и t_2 в (5) или R_1 и R_2 в (6), можно найти λ .

Очевидно, что приведенные соотношения справедливы и для воздушной ударной волны, генерируемой контактным взрывом.

Если взрыв происходит на поверхности полупространства, состоящего из различных материалов, то каждому взрыву на данном полупространстве будет соответствовать свой годограф фронта воздушной ударной волны.

Принимая в качестве эталонного годограф фронта воздушной ударной волны, соответствующий контактному взрыву на несжимаемом полупространстве, который можно построить по данным работы [2], указанным выше способом можно вычислить λ для каждого реального полупространства. Коэффициент λ в данном случае выражает количество энергии, излучаемой в воздух. Остальная энергия взрыва, очевидно, излучается в полупространство.

Таким образом, непосредственное определение энергии взрыва, излучаемой в воздух, сводится к экспериментальному получению годографов фронта воздушной ударной волны.

Методика экспериментов заключается в следующем. На поверхности полупространства на относительных расстояниях r , равных 15, 20, 25, 30, 35 и 40 ($r=R/r_0$, R — абсолютное расстояние от центра взрыва, r_0 — радиус заряда) устанавливались контактные датчики, фиксировавшие в каждой данной точке момент прихода фронта воздушной ударной волны. Сигналы датчиков регистрировались осциллографами Н-102 с отметчиком времени частотой 500 гц при скорости развертки 5 м/сек. В дальнейшем осциллограммы снимались на осциллографическую фотобумагу с увеличением в 5 раз, что эквивалентно записи процесса со скоростью 25 м/сек. На увеличенных копиях осциллограмм время, равное 1 мсек, соответствовало 25 мм. Допуская погрешность измерений на осциллограмме с помощью масштабной миллиметровой линейки в 0,5 мм, на увеличенных осциллограммах время измерялось с точностью 0,02 мсек. Минимальная продолжительность процесса составляла около 0,5 мсек. Следовательно, максимальная ошибка, допускаемая при обработке осциллограмм, не превышала 4%.

Троилловые заряды весом от 1,6 до 25 кг устанавливались при испытаниях с бетоном непосредственно на его поверхности. При испытаниях с рыхлым песком заряды устанавливались двояким способом: на поверхности и так, что их центры совпадали со свободной поверхностью. Опыты проводились при температуре воздуха 15–20°С на площадке, возвышающейся над уровнем моря на 133 м.

Кривые 2, 3 и 4 на рис. 2 построены по опытным данным, кривая 1 — по данным работы [2].

Кривая 1 является годографом фронта воздушной ударной волны, соответствующим контактному взрыву на несжимаемом полупространстве. Кривая 2 представляет собой годограф, построенный по результатам измерений при взрыве на бетоне (экспе-

Определяемые величины	Взрыв на бетоне, заряд расположен на его поверхности	Взрыв на полупространстве из песка ненарушенной структуры			Взрыв на рыхлом песке	
		заряд на поверхности	центр заряда совпадал с поверхностью	центр заряда заглублен на 1 радиус от поверхности	заряд на поверхности	центр заряда совпадал с поверхностью
E_v	0,9	0,8	0,65	0,53	0,7	0,56
E_n	0,1	0,2	0,35	0,47	0,3	0,44

риментальные данные обозначены треугольниками). Кривые 3 и 4 являются годографами, построенными по результатам измерений при взрыве на рыхлом песке при расположении заряда на поверхности так, что его центр совпадал со свободной поверхностью (экспериментальные данные обозначены кружками и крестиками).

Результаты обработки экспериментальных данных по определению E_v , а также вычисленной по формуле (1) E_n представлены в таблице (данные по взрывам на песке ненарушенной структуры взяты из [1]).

Отметим, что при вычислении величины E_v по формулам (5) и (6) подставлялись относительные величины времени и расстояния, так как экспериментальные кривые для каждого из типов полупространств получены при разных по весу зарядах, т. е.

$\bar{t} = t/\sqrt[3]{C}$; $r = R/r_0$ (t — абсолютное время прихода фронта воздушной ударной волны в данную точку).

Данные таблицы свидетельствуют о том, что материал полупространства, а также положение заряда относительно свободной поверхности заметно влияют на распределение энергии контактного взрыва. Эти данные могут быть использованы в соответствующих формулах, при определении параметров волн, распространяющихся как в нижнем полупространстве, так и в воздухе.

В заключение автор благодарит С. С. Григоряна за сделанные в процессе выполнения работы ценные замечания, а В. Ф. Кашлева за помощь при проведении опытов.

Поступила в редакцию
11/VII 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Д. Алексеенко. ПМТФ, 1963, 5.
2. М. А. Садовский. Физика взрыва. Изд-во АН СССР, 1952, 1.

УДК 541.126

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА «ПОЮЩЕЕ» ПЛАМЯ МЕТОДОМ СКОРОСТНОЙ ШЛИРЕН-СЪЕМКИ

С. А. Абриков, В. В. Куржунов, В. Н. Мездриков
(Казань)

В работе [1] было исследовано влияние электрического поля на режим вибрационного горения газа. Установлено, что наложение достаточно сильного поля приводит к гашению акустических колебаний, возникающих в трубе-резонаторе, когда в ней находится «поющее» пламя пропана. Представляет интерес выяснить, почему нарушается работа колебательной системы при внешнем воздействии непосредственно на зону горения, без изменения конструкции трубы и соответствующих краевых условий. Наиболее подходящим методом экспериментального решения поставленной задачи является скоростная тепловизионная киносъемка исследуемого процесса.

Экспериментальная установка, использованная в данной работе, описана ранее [1]. Она включала в себя топливо-акустическую систему, позволяющую получать «поющее» пламя, источник высокого напряжения, звуковой генератор, осциллограф и другую контрольно-измерительную аппаратуру. Исследовались кинетические и диффузионные пламена пропана. Переменная составляющая давления в акустической системе фиксировалась пьезоэлектрическим датчиком. В обсуждаемых ниже экспериментах применялись плоские латунные электроды $12 \times 120 \text{ мм}^2$ на расстоянии 1,8 см друг от друга. Они находились внутри стеклянной трубы-резонатора, длина которой 173 см, внутренний диаметр 24 мм. Вертикальная труба-резонатор с «поющим» пламенем помещалась в рабочее пространство теневого прибора Теплера. Исследования проводились с горизонтальным и вертикальным ножом Фуко в фокальной плоскости прибора. Частота кадров при скоростной съемке достигала 1000 в секунду. Для просвечивания исследуемой неоднородности часть поверхности трубы-резонатора без нарушения герметизации была заменена двумя плоскопараллельными оптическими стеклами $2,4 \times 6 \text{ см}^2$. Расстояние от нижнего среза трубы до начала просвечиваемой секции 23,5 см. Стеклянная горелка устанавливалась на 26,5 см выше нижнего среза резонатора. Контрольные эксперименты показали, что замена части поверхности трубы плоскопараллельными стеклами не приводит к существенному сдвигу интервалов неустойчивости. Частота колебаний, возбуждаемых пламенем, была в пределах 98—101 гц.

Эксперименты позволили установить следующее. При наложении сильного электрического поля, когда происходит гашение акустических колебаний, тепловизионное изображение вибрирующего пламени, как диффузионного, так и кинетического — ушаряется, т. е. наложение поля приводит к расширению зоны градиентов. Фотографии, полученные с вертикальным ножом, отчетливо отражают процесс постепенного отклонения пламени к отрицательному электроду, усиливающегося по мере возрастания напряженности. Гашение колебаний не сопровождается раскачиванием фронта между электродами.

Шлирен-съемка показала, что когда в системе отсутствуют акустические колебания, фронт пламени устойчив, без признаков изменения формы и площади поверхно-