

4. Л. А. Вайнштейн. Электромагнитные волны. М.: Сов. радио. 1957.
5. Физика быстропротекающих процессов/Под ред. Н. А. Златина. Т. 1. М.: Мир, 1970.
6. Измерение в электронике/Под ред. Б. А. Доброхотова. Т. 1. М.—Л.: Энергия. 1965.
7. G. F. Cawsey e. a. Mathematical and Ohysical Sciences, Series A, 1958, 248, 499.
8. А. И. Елькинд. Измерительная техника, 1959, 9.
9. А. П. Ершов. ФГВ, 1975, 11, 6.

*Поступила в редакцию 29/III 1985,
После доработки — 30/X 1985*

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЛН КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ПРИ БЫСТРОМ СГОРАНИИ ОГРАНИЧЕННЫХ ОБЪЕМОВ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО СМЕШАННЫХ ГАЗОВ¹

*Л. Бьёрно, Дж. Роэд
(Лингбю, Дания)*

Возрастающие объемы запасаемых, хранимых и транспортируемых жидких и газообразных топлив значительно увеличивают риск взрыва свободных газовых облаков. В последние годы произошло несколько взрывов, которые причинили значительный ущерб оборудованию и привели к человеческим жертвам. Одной из проблем, привлекающих в настоящее время широкое внимание, является защита атомных электрических станций (АЭС) от взрыва свободных облаков, возникающих при утечках газа. Осуществляемая комиссией Европейского сообщества программа исследований по защите реакторов с водяным охлаждением от косвенных воздействий предусматривала проведение в 1980—1984 гг. широких исследований с целью защиты АЭС от внешних взрывов газовых облаков.

В настоящей работе дается описание распространения в свободном пространстве волны конечной амплитуды, возбуждаемой процессом быстрого горения (дефлаграции) некоторого свободного объема предварительно перемешанной газообразной углеводородной смеси.

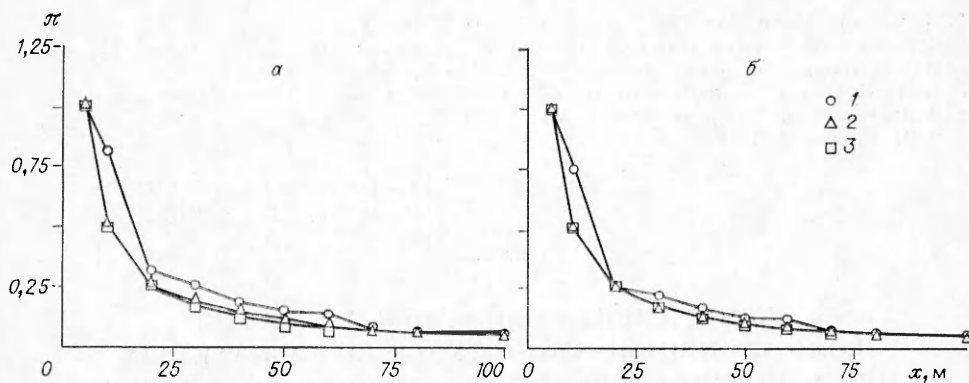
Теория

В газовых облаках, содержащих предварительно смешанные углеводород, кислород и азот, развитие пламени обусловлено различными механизмами. Если распространение вызвано теплопереносом и диффузией радикалов из зоны реакции в свежую смесь газов, находящуюся вне зоны реакции, то процесс называется дефлаграцией. Дефлаграция инициируется легче, чем детонация, в которой пламя взаимодействует с ударной волной, поддерживает ее, волна же сжимает и почти мгновенно нагревает газ. Ограничивающие стенки, препятствия, турбулентность и т. д. могут привести к переходу от дефлаграции к детонации. В данной работе рассматриваются только волны конечной амплитуды, вызванные процессом (быстрой) дефлаграции.

Если избыточное давление свободно распространяющейся волны настолько мало, что возбуждаемая им скорость движения частиц много меньше местной скорости звука, можно ввести акустическое приближение, позволяющее свести уравнения неразрывности и движения к хорошо известному волновому уравнению, которое в случае отсутствия потерь при сферически симметричном распространении в сферической системе координат имеет вид

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c_0^2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right), \quad (1)$$

¹ Перевод Т. П. Савельевой под ред. М. Е. Топчяна.



Распределение пиковых давлений при взрыве 10 м³ газа (а) и 5 м³ (б).
1 — эксперимент; 2 — «изоэнтропическая» теория; 3 — расчет по волновому уравнению и уравнению Бюргерса.

где u — скорость частицы; c_0 — скорость звука. Решение (1) представляет собой хорошо известные гармонические волны с $u(r)$ вида A/r (A — амплитудная функция, включающая удельное акустическое сопротивление).

Для конечных, но малых избыточных давлений сферически симметричное распространение волн может описываться уравнениями неразрывности и количества движения, которые для квазиодномерного изоэнтропического течения идеального газа с постоянной удельной теплоемкостью могут быть записаны в виде

$$c_0 \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2}{\gamma-1} \frac{\partial c}{\partial t} + \frac{2}{\gamma-1} u \frac{\partial c}{\partial r} = -\frac{2uc}{r},$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2}{\gamma-1} c \frac{\partial c}{\partial r} = 0,$$

где энтропия единицы массы принята постоянной во всей области распространения волны.

Использование метода характеристик приводит к условиям на характеристиках для двух семейств

$$\frac{2}{\gamma-1} dc \pm du + \frac{2uc}{u \pm c} \frac{dr}{r} = 0 \quad (2)$$

(знаки $+$ и $-$ относятся к характеристикам конкретного семейства). Если ввести безразмерные переменные, уравнения (2) сводятся к

$$d\left(\frac{c}{c_1}\right) = -\frac{\gamma-1}{2} d\left(\frac{u}{c_1}\right) + \delta\left(\frac{c}{c_1}\right)_+, \quad (3)$$

$$d\left(\frac{c}{c_1}\right) = \frac{\gamma-1}{2} d\left(\frac{u}{c_1}\right) - \delta\left(\frac{c}{c_1}\right)_-, \quad (4)$$

$$\delta\left(\frac{c}{c_1}\right)_\pm = (\gamma-1) \frac{\left(\frac{u}{c_1}\right)\left(\frac{c}{c_1}\right)}{\left(\frac{u}{c_1} \pm \frac{c}{c_1}\right)} \frac{d\left(\frac{r}{L}\right)}{\frac{r}{L}}. \quad (5)$$

В (5) r и L — расстояние до центра источника и общий размер рассматриваемой области. В описанных экспериментах $L = 100$ м. Выражения (3) — (5) удобны для конечно-разностного метода, который использовался для расчета кривых 2 на рисунке.

Для сферических волн конечной амплитуды, распространяющихся по термовязкой жидкости, уравнение Бюргерса имеет вид [1]

$$\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{\gamma+1}{2} \frac{u}{c_0} \frac{\partial u}{\partial \tau} + \frac{u}{r} = \frac{b}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}. \quad (6)$$

Здесь $\tau = i - \frac{r + r_0}{c_0}$; ρ_0 — плотность невозмущенного газа; b связано с коэффициентом поглощения сигнала малой амплитуды α выражением $b = \frac{2\rho_0 c_0^3}{\omega^2} \alpha$; ω — угловая частота.

Уравнение (6) можно решить методом, подобным использованному в [2, 3]. Введением безразмерных величин и растяжением системы координат (6) сводится к выражению

$$\frac{\partial w}{\partial f} - w \frac{\partial w}{\partial y} = \Gamma^{-1} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2}, \quad (7)$$

где $w = \left(\frac{r}{r_0}\right) \left(\frac{u}{u_0}\right)$; u_0 — скорость частицы при $r = r_0$; $\Gamma = \Gamma_0 e^{-f/\delta_0}$; $y = \omega_0 \left(t - \frac{r - r_0}{c_0}\right)$; $f = \delta_0 \ln r/r_0$; $\Gamma_0 = (\gamma + 1) \frac{\rho_0 u_0 c_0}{\omega b}$, $\delta_0 = \frac{\gamma + 1}{2} \frac{u_0 k}{c_0} r_0$.

Для распространения без потерь первоначально синусоидальной волны решение однородного уравнения, соответствующего (7), можно записать как и в [2]:

$$u = u_0 \frac{\delta_0}{\delta} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{nf} J_n(nf) \sin ny,$$

где J_n — функция Бесселя порядка n . Для термовязкого случая решение (7) имеет вид

$$w = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{nf} J_n \left\{ nf \exp \left[-\frac{\delta_0}{\Gamma_0} (e^{f/\delta_0} - 1) \right] \right\} \sin ny$$

и может быть переписано так:

$$u = u_0 \left(\frac{r_0}{r}\right) \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{2}{n\delta_0 \ln(r/r_0)} \right] J_n \left\{ n\delta_0 \ln \left(\frac{r}{r_0}\right) \exp[-\alpha(r - r_0)] \right\} \sin ny \quad (8)$$

(α — коэффициент затухания). Уравнение (8) справедливо при

$$\left| 2\alpha r \ln \left(\frac{r}{r_0}\right) \right| \ll 1.$$

Это соотношение удовлетворяет экспериментальным условиям во время тестовых испытаний. Для атмосферного воздуха с относительной влажностью 37% при $r = 5$ м и $r_{\max} = L = 100$ м имеем

$$\left| 2\alpha r \ln(r/r_0) \right|_{\max} = 1,4 \cdot 10^{-3} \ll 1.$$

На основе уравнений (1), (3) — (5) и (8) проведены численные расчеты максимального давления как функции расстояния до источника для свободного распространения волн давления, возбуждаемых быстрой дефлаграцией смесей из углеводорода, кислорода и азота.

Постановка и методика проведения эксперимента

Эксперименты проводились на испытательном полигоне, где была найдена горизонтальная свободная от препятствий площадка с минимальными изменениями топографии местности. Измерения проводились в трех направлениях, датчики располагались на расстояниях от 10 до 100 м через каждые 10 м (первый датчик на расстоянии 5 м) от центра взрыва. В качестве датчиков использовались гидрофоны Brüel & Kjær 8100 и 8103 совместно с емкостными микрофонами 1/4" Brüel & Kjær типа 4136, которые располагали от источника в 60—100 м. Сигналы датчиков после усиления подавались на 24-канальный магнитофон TEAC SR-70. Записанные сигналы были преобразованы из аналоговой в цифровую фор-

му с помощью промежуточного устройства Datalab типа DL-902 и накапливались на гибких дисках с помощью дискового компьютера Commodore 8032. Окончательная обработка сигналов проводилась на компьютере Burroughs В7800. Фиксировались метеорологические условия на полигоне, где во время эксперимента имелась информация о температуре, профилях скорости ветра и его направлении.

Предварительно приготовленная смесь из метана (25%), кислорода (50%) и азота (25%), использованная в экспериментах, содержалась в 1100-граммовых баллонах из натурального каучука, изготовленных фирмой Делассон — Доссунет С. А. (Франция). Заполненный баллон вмещал объем газа V от 5 до 10 м³, его центр был расположен в 4 м над землей. Все датчики размещались на высоте 1,8 м над поверхностью земли для того, чтобы свести к минимуму влияние отражения.

Газовая смесь воспламенялась при помощи небольших зарядов дымного пороха, нагреваемого электрической нитью. Точка воспламенения находилась в центре баллона. Для регистрации ранних стадий движения фронта пламени и поверхности баллона с целью контроля сферической симметрии источника использовалась высокоскоростная кинокамера.

Экспериментальные результаты и анализ

Часть экспериментальных результатов сравнивается на рисунке с теоретическими предсказаниями. Все пиковые давления отнесены к их величине, измеренной на расстоянии 5 м. Эти максимальные давления, отнесенные к 1 мкПа, составляют 192 и 195 ДБ для $V = 10$ и 5 м³ соответственно. Профиль давления во времени, зарегистрированный ближайшим к центру взрыва датчиком, имел форму единичного периода синусоидальной волны частотой 22 Гц. Эта начальная форма стала основой для расчетов с использованием уравнения (8). На рисунке показано сравнение максимальных давлений, рассчитанных при помощи уравнений, с измеренными величинами в зависимости от расстояния до источника.

Можно видеть, что различие между пиковыми давлениями, найденными с использованием линейной теорией без учета потерь и нелинейной теорией, во всей изученной области очень мало, в то же время заметно расхождение с измеренными величинами. На расстояниях более 20 м это различие, возможно, вызывается влиянием поверхности земли, которое приводит к взаимодействию прямой падающей волны и отраженной в фазе, близкой к пику давления. Неточности измерения значений амплитуды составляют 10—15%. Как и следовало ожидать, при частоте 22 Гц, отклонения между расчетами, основанными на нелинейной изоэнтропической теории и на уравнении Бюргерса, включающем поглощение, не очень выражены на расстояниях от 5 до 100 м, хотя и проявляется в виде несколько меньшей амплитуды, полученной при использовании (8).

Общей тенденцией во всех точках является завышение измеренного максимального давления по сравнению с предсказанным. Одна из возможных причин отклонения экспериментальных кривых от расчетных — нарушение сферической симметрии распространяющихся волн, обнаруженное в нескольких экспериментах. В частности, в случае баллонов объемом 10 м³ даже слабый ветер, действующий на его оболочку, может оказать большое влияние на начальные условия распространения как дефлаграции, так и волн давления, приводя к начальной асимметрии распространения волны.

Выводы

Экспериментальные и теоретические результаты исследования свободного распространения волн давления, образующихся при взрыве газа, небольшая часть которых представлена в настоящей работе, по-видимому, указывают на то, что несмотря на достаточно высокий уровень давления, получаемый в источнике, нелинейные эффекты не оказывают существен-

ного влияния в изученном диапазоне расстояний. Это, вероятно, обусловлено достаточно низкой основной частотой (22 Гц), измеренной вблизи источника [4]. Эта частота может быть уменьшена при увеличении объема воспламеняющегося газа, тогда как меньшее количество сжигаемого газа в мелкомасштабных экспериментах, по-видимому, увеличивает относительное значение нелинейных акустических эффектов. Понижение амплитуды давления главным образом вызвано эффектами сферической расходимости, что позволяет использовать линейную акустическую теорию для оценки максимального давления в зависимости от расстояния до источника. Этот вывод должен облегчить расчет исходных данных для задач по нагружению конструкций волнами давления, образующимися при взрывах внешних газовых облаков.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Bjorno. Nonlinear Acoustics.— In: Acoustics and Vibration Progress. Vol. 2. London: Chapman & Hall, 1976.
2. D. T. Blackstock. J. Acoust. Soc. Amer., 1964, 36, 217.
3. B. Cary. J. Acoust. Soc. Amer., 1971, 49, 1687.
4. L. Bjorno.— In: Theoretical and Applied Mechanics. Amsterdam: Elsevier Science Publishers B. V., 1985.

Поступила в редакцию 27/XII 1985
