

Рис. 5.

комплекса, содержащего головную ударную волну и зону реакции (см. рис. 5). За поверхностью Чепмена — Жуге выделение и потери энергии не оказывают влияния на скорость распространения комплекса. Однако преимущественный рост потерь в этой области приводит к тому, что суммарное энерговыделение уменьшается. Конец зоны реакции соответствует точке F , в которой скорость газа относительно фронта сверхзвуковая. Таким образом, аналогом течения, возникающего в канале, может служить слабая (или недосжатая) детонация со стационарной структурой зоны реакции.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
2. А. Д. Марголин, В. М. Маргулис. ФГВ, 1969, 5, 1, 15.
3. Ю. К. Краснов, В. М. Маргулис и др. ФГВ, 1970, 6, 3, 290.
4. В. Н. Виллонов, В. М. Ушаков, Э. Р. Шрагер. ФГВ, 1970, 6, 3, 311.
5. К. К. Куо, А. Г. Чен, Т. Р. Дэвис. РТК, 1978, 16.
6. М. Кумар, С. М. Ковачич, К. К. Куо. РТК, 1981, 19, 7, 78.
7. Н. И. Смирнов. — В кн.: Механика быстропротекающих процессов. Новосибирск, 1985.
8. И. Т. Бакиров, В. В. Митрофанов. Докл. АН СССР, 1976, 231, 6, 1315.
9. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978.
10. У. Х. Дорренс. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М.: Мир, 1966.
11. Н. И. Смирнов. ФГВ, 1982, 18, 5, 63.
12. Ю. В. Лапин. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М.: Наука, 1982.
13. Р. Рихтмайер, К. Мортон. Разностные методы решения краевых задач. М.: Мир, 1972.

Поступила в редакцию 15/1 1985,
после доработки — 28/VIII 1985

ИЗМЕРЕНИЕ НА СВЧ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ЗА ФРОНТОМ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ В ТРОТИЛЕ

А. И. Елькин, Ф. Н. Гусар
(Новосибирск)

В [1] показана возможность проведения измерений на СВЧ для определения электропроводности за фронтом ударной волны (УВ) в жидкости. Использовался мостовой метод сравнения исследуемой среды и эталонной. Ниже описаны измерения электропроводности за фронтом

детонации в твердых ВВ — тротиле и ТГ 40/60 методом прямой регистрации стоячей волны, образованной падающей на фронт и отраженной волнами. Частота выбиралась так, чтобы глубина проникновения поля за фронт, определяемая скин-эффектом, совпадала с глубиной зоны реакций. Полученные значения сверхвысокочастотной электропроводности σ оказались значительно меньшими, чем известные значения электропроводности для постоянного тока σ_0 . Возможно, это обусловлено ионным характером электропроводности, на что указано в [2], и имеет место снижение электропроводности с ростом частоты такое же, как у электролитов. Для тротила получено $\sigma = 7,1 \text{ (Ом} \cdot \text{м)}^{-1}$, что в 50 раз меньше, чем σ_0 для тротила, найденное в работе [3]. Поскольку ранее в сообщениях не приводились величины σ для твердых ВВ, целесообразно подробно описать измерения и проанализировать точность полученных данных с тем, чтобы их можно было учитывать при выяснении природы электропроводности за фронтом детонации.

В описываемом методе коэффициент отражения от фронта r_1 определяется из осциллограммы стоячих волн, а σ рассчитывается по формулам, приведенным, например, в [4], описывающим отражение плоских волн от границы раздела сред. В данном случае фронт детонации — граница раздела, первая среда — невозмущенное ВВ с известной диэлектрической проницаемостью, вторая среда — область реакций с комплексной диэлектрической проницаемостью, мнимая часть которой определяется величиной σ .

Точные измерения проводятся не в свободном пространстве, где имеет место неконтролируемое рассеяние радиоволны на детонирующем ВВ, а в волноводе, где на детонационный фронт падает и отражается волна с известной конфигурацией. Формулы [4] для подсчета σ в этом случае применимы, поскольку волноводный тип волны является результатом суперпозиции плоских волн, падающих на детонационный фронт под определенным углом к нормали, так, что волновые векторы плоских волн образуют конус [4]. Подобные измерения ранее сделаны при детонации в газах, где перед детонационным фронтом расположена однородная газовая среда [5]. В случае твердого ВВ измерение r_1 несколько усложняется из-за интерференции волн, отраженных от фронта детонации и от границы воздух — ВВ. Далее коэффициент отражения от этой границы обозначается r_2 . При проведении измерений по описываемой методике и при выбранной схеме измерительного устройства эти интерференционные явления учитываются и не влияют на результат измерений.

В измерительном устройстве используется круглый волновод, в который введены зонды: 1) возбуждающий волну H_{11} , 2) индикаторный. В правом окончании волновода помещается радиопоглощающий клин. Расположение элементов показано на рис. 1, 2. Штриховой линией на рис. 2 обведена часть устройства, расположенная во взрывной камере. В качестве индикатора используется осциллограф с запоминанием. Детектор имеет квадратичную характеристику, полоса частот индикаторного тракта соответствует времени детонации. Стандартные приборы, показанные на блок-схеме, выбираются исходя из заданной частоты. Для синхронизации подрыва заряда и запуска развертки осциллографа используется известная схема с контактным датчиком. Цилиндрический заряд ВВ заполняет волновод по сечению и располагается вдоль оси волновода так, что расстояние от переднего среза до индикаторного зонда равно нечетному числу четвертей длины волны в волноводе.

Процесс измерений разделяется на два этапа. На первом в волновод слева вводится второй радиопоглощающий клин, который не создает отраженной волны. При этом регистрируется отклонение луча осциллографа α_0 . Этот отсчет при включении генератора СВЧ характеризует квадрат амплитуды бегущей волны. На втором этапе вместо клина в волновод вводится заряд ВВ. После инициирования детонации и запуска развертки на экране осциллографа воспроизводятся осцилляции, вызванные движением максимумов и минимумов стоячей волны относительно индикатор-

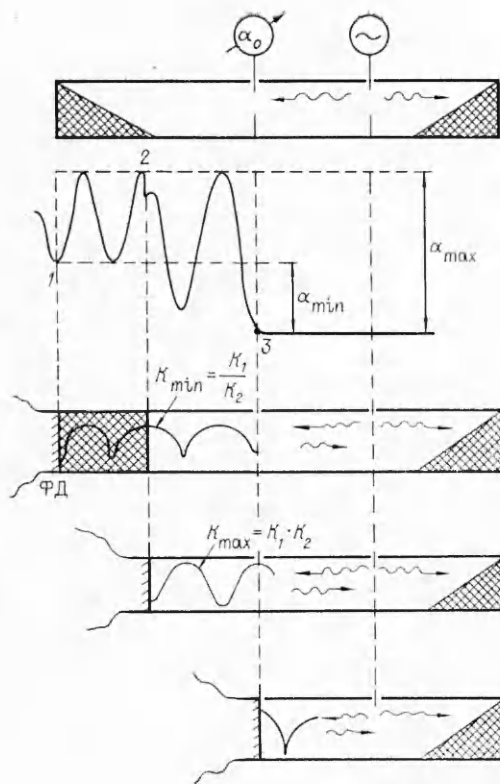


рис. 1, где отмеченные точки осциллограммы соответствуют моментам времени, когда фронт проходит отмеченные сечения волновода. На участке 2—3 осциллограмма соответствует прохождению фронта УВ в воздухе. Прямая линия, проходящая справа от точки 3, воспроизводится на экране, когда индикаторный зонд зашунтирован по СВЧ ионизированным воздухом.

По осциллограмме определяется величина $|r_1|$. Для этого на участке осцилляций, соответствующем прохождению фронта по ВВ, отсчитываются максимальные α_{\max} и минимальные α_{\min} вертикальные отклонения от уровня прямой, проходящей в конце осциллограммы. Величина $|r_1|$ или используемое для упрощения записи значение K_1 (коэффициент стоячей волны) рассчитываются по формуле

$$K_1 = \frac{K_2(\beta - 1)}{2} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{4\beta}{K_2^2(\beta - 1)^2}} \right], \quad (4)$$

где $K_2 = (1 + |r_2|)/(1 - |r_2|)$; $\beta = \sqrt{\alpha_{\max}/\alpha_{\min}}$; r_2 — расчетный коэффициент

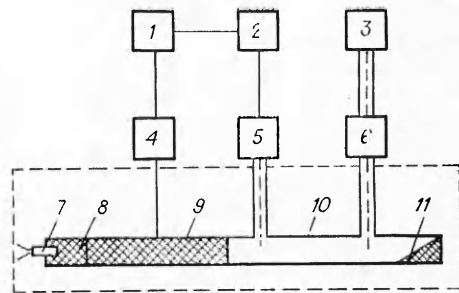
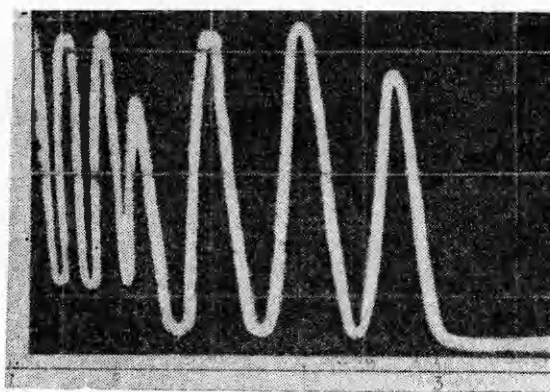


Рис. 2. Блок-схема измерительной установки.

1 — осциллограф с запоминанием; 2 — широкополосный усилитель; 3 — генератор СВЧ; 4 — схема синхронизации; 5 — детектор; 6 — вентиль волноводный; 7 — детонатор; 8 — шашка ТГ 40/60; 9 — заряд тротила; 10 — волновод; 11 — радиопоглощающий клин.

Рис. 1. Поле стоячей волны в волноводе при различных положениях фронта детонации.

ного зонда (рис. 3). Вертикальный размер осциллограммы пропорционален α_0 , который характеризует падающую на заряд волну. Характерный вид осциллограммы приведен на

рис. 3. Вертикальный размер осциллограммы пропорционален α_0 , который характеризует падающую на заряд волну. Характерный вид осциллограммы приведен на рис. 3. Вертикальный размер осциллограммы пропорционален α_0 , который характеризует падающую на заряд волну. Характерный вид осциллограммы приведен на рис. 3.

Рис. 3. Осциллограмма напряженности поля.

1—2 — прохождение фронта детонации в ВВ (период осцилляции 1,25 мкс, скорость детонации 6,8 км/с); 2—3 — прохождение УВ в воздухе; конечный участок — прохождение УВ за индикаторный зонд.

зацию в плоскости падения, поскольку на плоские волны разлагается волноводная волна магнитного типа H_{11} . В используемую для подсчета r_2 формулу [4] входит угол падения, который находится из соотношения $\cos \theta = \lambda_0 / \lambda_{0g}$, где λ_0 и λ_{0g} — длина волны в свободном пространстве и в волноводе, не заполненном ВВ. После подсчета \bar{K}_1 по (1) эта же величина находится по формуле

$$K_1 = \frac{(K_2^2 + 1) \gamma}{2K_2(1 - \gamma)} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{4K_2^2(1 - \gamma^2)}{\gamma^2(K_2^2 + 1)^2}} \right], \quad (2)$$

где $\gamma = (\sqrt{\alpha_{\max}} - \sqrt{\alpha_{\min}}) / 2\sqrt{\alpha_0}$.

В (2) входят отсчеты, полученные до и после начала детонации. Если значения K_1 , полученные по (1) и (2), совпадают — влияние детонации на измерения отсутствует и нулевой уровень для отсчета α_{\max} и α_{\min} выбран правильно.

Формулы (1) и (2) следуют из рассмотрения стоячей волны в волноводе (см. рис. 1). При движении фронта детонации происходит как смещение стоячей волны, так и периодическое изменение коэффициента стоячей волны в волноводе от $K_{\max} = K_1 K_2$ до $K_{\min} = K_1 / K_2$ [6]. Эти изменения обусловлены перефазировкой отражений от фронта и от границы воздух — ВВ, а также резонансами в области между этими границами, т. е. в ВВ. При выбранном взаиморасположении ВВ и индикаторного зонда коэффициент K максимален, когда мимо зонда проходит максимум стоячей волны, и минимален, когда проходит минимум. При этом получают экстремальные отклонения индикатора:

$$\alpha_{\max} = \alpha_0 \left[1 + \frac{K_1 K_2 - 1}{K_1 K_2 + 1} \right]^2, \quad \alpha_{\min} = \alpha_0 \left[1 - \frac{K_1 / K_2 - 1}{K_1 / K_2 + 1} \right]^2.$$

Второе слагаемое в скобках — коэффициент отражения от левого окончания волновода при двух рассмотренных положениях стоячей волны. Из приведенных соотношений, в которых учтена квадратичность детектирования, следуют (1) и (2).

При вычислении σ в формулу из [4] подставляется комплексный показатель преломления среды за детонационным фронтом $\sqrt{\epsilon_0 \epsilon' + i(\sigma/\omega + \epsilon_0 \epsilon'')}$, где используется значение ϵ' невозмущенного ВВ. Неопределенность ϵ' среды за фронтом незначительна, поскольку $(\epsilon_0 \epsilon')^2 \ll \sigma^2 / \omega^2$, что видно из приведенной ниже численной оценки. Мнимой частью диэлектрической проницаемости среды за фронтом, которая характеризует потери на переполаризацию, можно пренебречь, так как на радиочастотах $\epsilon'' \ll \epsilon'$ как для ВВ, так и для продуктов распада. Условием применимости формул [4] является электрическая однородность среды в пределах скин-слоя. Из осциллограммы, приведенной в [3], видно, что это условие выполняется. Угол падения θ_1 плоских волн на детонационный фронт находится из соотношений $\cos \theta = \lambda_{0e} / \lambda_{0g}$, где λ_{0e} и λ_{0g} — длина волны в диэлектрике (ВВ) и в волноводе, заполненном ВВ. После подстановок $|r_1|$, ϵ' , θ комплексное уравнение решается относительно σ .

При измерениях, проведенных с тротилом, σ определялась как средняя по результатам пяти измерений. Использовались заряды литого тротила с диаметром 18 и длиной 220 мм. Волноводы были изготовлены из медной трубы с толщиной стенки 1 мм. Длина волны в незаполненном волноводе $\lambda_{0g} = 4,24$ см; в волноводе, заполненном ВВ, $\lambda_{0g} = 1,72$ см. Каждый зонд представляет собой продолжение внутренней жилы кабеля, проходящей в волновод на глубину 3 мм. Радиопоглощающие клины выполнены из карбонильного железа, имеющего большой тангенс угла потерь на СВЧ. Коэффициент отражения от клина менее 0,012. Измерения проводились при температуре $+18^\circ\text{C}$. Детонация инициировалась пашкой ТГ 40/60.

Результаты измерений приведены в табл. 1 и 2 (в табл. 1 численные значения K_1 рассчитаны по формуле (1), в табл. 2 — по (2) при $K_2 = 2,48$).

Таблица 1 *

Номер опыта	β	K_1	σ , (Ом·м) ⁻¹
1	1,97	3,05	6,5
2	2,15	3,47	8,2
3	2,23	3,65	8,8
4	1,91	2,92	6,0
5	1,87	2,84	5,7

* $\langle \sigma \rangle = 7,0$ (Ом·м)⁻¹, $D_\sigma = 1,2$ (Ом·м)⁻¹.

Таблица 2 *

Номер опыта	2γ	K_1	σ , (Ом·м) ⁻¹
1	0,88	3,1	6,7
2	0,96	3,48	8,3
3	0,92	3,24	7,3
4	0,84	2,94	6,0
5	0,94	3,34	7,6

* $\langle \sigma \rangle = 7,2$ (Ом·м)⁻¹, $D_\sigma = 0,8$ (Ом·м)⁻¹.

Разброс значений σ в таблицах обусловлен неточностью отсчетов, снятых с осциллограммы, неидентичностью зарядов ВВ, разбросом размеров волноводов, нестабильностью параметров радиоприборов. Относительная среднеквадратичная случайная погрешность по результатам пяти измерений ($n = 5$) составляет

$$\delta_1 \sigma = \frac{D_\sigma}{\sigma \sqrt{n}} = 0,06.$$

где $D = 1$ (Ом·м)⁻¹ — дисперсия по данным табл. 1 и 2.

При подсчете σ для вещества в зоне реакций бралось значение $\epsilon' = 2,74$, полученное для тротила в результате измерений методом, описанным в [7]. Если неизвестная величина ϵ' вещества в зоне реакций лежит в интервале 1,74—3,74, характерном для продуктов распада, то относительное отклонение от расчетных значений σ не превышает $\delta_2 \sigma = 0,1$, что следует из непосредственной подстановки в формулы крайних значений 1,74 и 3,74. При равных отклонениях ϵ' в меньшую и в большую сторону отклонение $\delta_2 \sigma$ во втором случае больше. В зоне реакций при высокой температуре снижается релаксационная ориентационная поляризация и остается неизменной упругая поляризация. По-видимому, $\epsilon < 274$ и оценка погрешности $\delta_2 \sigma$ несколько завышена. Погрешность из-за возмущения поля в волноводе зондами снижена за счет взаиморасположения зондов, при котором отражения от них взаимно гасятся [8]. Остаточная погрешность из-за возмущения поля и погрешность из-за отражения от радиопоглощающих клинов порядка 0,01 пренебрежимо малы по сравнению с $\delta_1 \sigma$ и $\delta_2 \sigma$. В результате измерений получено по данным табл. 1 и 2

$$\sigma = 7,1(1 \pm 0,16) \text{ (Ом·м)}^{-1}.$$

Глубина скин-слоя при такой электропроводности на частоте 12400 МГц составляет 1,7 мм.

Подобные измерения проведены с ТГ 40/60. Для этого ВВ получено $\sigma = 5(1 \pm 0,3)$ (Ом·м)⁻¹. Меньшая точность, чем при измерениях с тротилом, обусловлена тем, что при определении ϵ по методу [7] в образце ТГ 40/60 укладывалось пять полуволн, тогда как в образце тротила — 20. Кроме того, приведенное значение σ получено после усреднения по результатам трех, а не пяти измерений.

В заключение следует отметить, что все приведенные данные относятся к области скин-эффекта, непосредственно прилегающей к фронту детонации. Электропроводность здесь может иметь ионный характер, а термоэлектронная эмиссия с частиц углерода, вклад которой в электропроводность рассмотрен в [9], проявляется в более глубоких областях за фронтом. Однако обоснованных предположений о природе электропроводности у авторов нет, и цель сообщения — представить дополнительные экспериментальные данные для выяснения этого вопроса.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. S. Hawke e. a. Review Sci. Instr., 1969, 40, 5.
2. А. Г. Антипенко, А. П. Дремин, В. В. Якушев. Докл. АН СССР. 1975, 225, 5, 1086.
3. А. П. Еринов, П. П. Зубков, Л. А. Лукьянчиков. — В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черногоровка, 1977.

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.