

9. Е. Ф. Горбунов, А. Г. Иванов и др. ФГВ, 1977, 13, 5.
10. Э. Э. Лип, А. В. Сиденко, А. И. Фунтиков. ФГВ, 1979, 15, 2.
11. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1975.
12. А. Т. Шитов, В. Н. Минеев и др. ФГВ, 1976, 12, 2.

О РОЛИ «ВСПЫШКИ» И СОУДАРЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ ВОЛН В ФОРМИРОВАНИИ МНОГОФРОНТОВОЙ СТРУКТУРЫ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В ГАЗАХ

В. Ю. Ульяницкий
(Новосибирск)

Многочисленные экспериментальные исследования, например [1—4], показали, что соударение поперечных волн в многофронтной структуре приводит к резкому подъему давления в точке столкновения и сильному ускорению фронта детонационной волны, что эквивалентно некоторому мощному микровзрыву. Рассматривая такой микровзрыв в качестве поддерживающего механизма многофронтной структуры, авторы [5] построили замкнутую модель ячейки, которая описывает все основные характеристики регулярной структуры. Однако хорошо известно, что при достаточной интенсивности ударной волны в зоне индукции за ее фронтом может быть возбуждена детонация в ударно-сжатом газе. Наиболее четко такой механизм проявляется в переходных процессах на стадии инициирования детонации, например, при отражении ударной волны от стенки во взрывчатой смеси [6, 7]. Другим примером может служить возбуждение пульсаций галопирующего режима [8].

На основе этих фактов можно предположить, что в принципе не исключена возможность возбуждения детонации газа в зоне индукции за ударной волной в конце ячейки многофронтной волны. Причем воздействие такой «вторичной» детонации газа в зоне индукции на окружающую структуру фронта также можно описать действием некоторого «эквивалентного» микровзрыва. Именно такой процесс «вторичной» детонации в дальнейшем будем называть «вспышкой».

Идея о возбуждении многофронтной структуры в результате адиабатической вспышки во фронте детонационной волны уже высказывалась ранее, например, для объяснения пульсаций фронта в жидких ВВ [9]. Цель настоящей работы — исследование соотношения ролей «вспышки» и соударения поперечных волн в формировании многофронтной структуры.

Рассмотрим гипотетическую регулярную структуру, в которой единственным поддерживающим механизмом будет «вспышка», а влияние поперечных волн считается несущественным. Следует ожидать, что такая структура и регулярная, поддерживаемая только соударением поперечных волн [5], будут предельными для реальной, как правило, нерегулярной структуры. Математический аппарат модели [5] без особого труда можно модернизировать для построения модели регулярной ячейки, генерируемой «вспышкой». В дальнейшем для краткости будем называть эти модели С и В соответственно.

Схема ячейки приведена на рис. 1. В результате «эквивалентного», различного для обеих моделей микровзрыва радиуса r_0 в начале ячейки в направлении движения всего фронта в целом распространяется затухающая детонационная волна. Как и в [5], считается, что реакция за фронтом такой волны на начальном участке движения ($r_0 \leq r \leq r_{*0}$) мгновенна, а после точки разделения $r = r_{*0}$ тепловыделение отсутствует

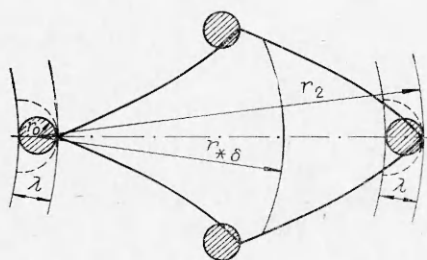


Рис. 1.

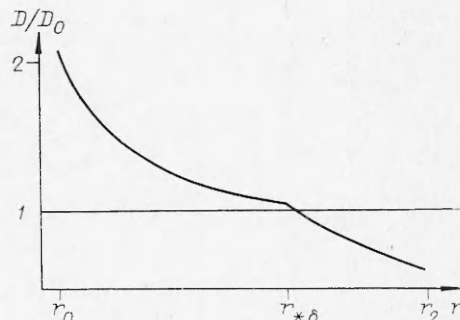


Рис. 2.

до конца ячейки. Изменение скорости этой волны вдоль ячейки в соответствии с [5] и поправками [10, 11], будем описывать зависимостью

$$\frac{dr}{dt} = D = \begin{cases} D_0 [\varepsilon^l (r_{*δ}/r)^{δl} + 1]^{1/2l}, & r_0 \leq r \leq r_{*δ}, \\ D_0 [\varepsilon^l + 1]^{1/2l} (r_{*δ}/r)^{δ/2}, & r_{*δ} \leq r \leq r_2, \end{cases} \quad (1)$$

где $\varepsilon^l = [(E_{\pi}/4\alpha\rho_0 D_0^2 r_0^2)^l - 1] (r_0/r_{*δ})^{δl}$; D_0 — скорость детонации Чепмена — Жуге; E_{π} — энергия микровзрыва на единицу длины; α — параметр сильного точечного взрыва; ρ_0 — начальная плотность смеси. В [5] $\delta = 2$ и $l = 1$. В [10] показано, что для более точного учета тепловыделения за фронтом пересжатой волны нужно брать $l \approx 1,4$. Поршневое воздействие продуктов детонации на распространение волны от микровзрыва для стационарной волны Чепмена — Жуге, согласно [11], учитывается при $\delta \approx 1,55$.

График зависимости (1) показан на рис. 2. Характерные размеры области «вспышки» определяются цилиндрической волной с центром на краю зоны индукции (на рис. 1 — штриховая линия), однако центр «эквивалентного» микровзрыва, описывающего расходящуюся от «вспышки» волну, правильнее будет, как и в модели С, поместить на середине зоны индукции ($r_0 = \lambda/2$). Причем некоторая неопределенность положения центра микровзрыва слабо влияет на основные параметры ячейки [5].

Величина энергии микровзрыва E_{π} определяется объемом зоны повышенных параметров и плотностью энергии в этой зоне U . Из-за неопределенности формы зоны повышенных параметров при соударении поперечных волн форма и объем в модели С варьировались в довольно широких пределах. При этом параметры ячейки меняются несущественно [5]. В данном случае $E_{\pi} = U\pi\lambda^2/2 = 2\pi U r_0^2$. При «вспышке» U складывается из плотности химической, тепловой и кинетической энергии газа в зоне индукции и определяется практически «тепловым эффектом» единицы массы и плотностью смеси в этой зоне ρ_2 . А ρ_2 и, следовательно, U — однозначные функции числа Маха волны в конце ячейки $M_2 = M_0 (\varepsilon^l + 1)^{1/2l} (r_{*δ}/r_2)^{δ/2}$ и при постоянном показателе адиабаты γ могут быть выражены аналитически.

Тогда система для расчета параметров ячейки сводится к уравнениям

$$1 = \int_{r_{*δ}}^{r_2} \frac{dr}{\tau D}, \quad (2)$$

$$\rho_0 (r_2^2 - r_{*δ}^2) = \rho_2 [r_2^2 - (r_2 - 2r_0)^2], \quad (3)$$

$$\bar{D}/D_0 = (r_2 - r_0) \left(\int_{r_0}^{r_{*\delta}} \frac{dr}{[\varepsilon^l (r_{*\delta}/r)^{\delta l} + 1]^{1/2l}} + \frac{[(r_2/r_{*\delta})^{\delta/2+1} - 1] r_{*\delta}}{(\delta/2 + 1) (\varepsilon^l + 1)^{1/2l}} \right), \quad (4)$$

где

$$\varepsilon^l = [(U/2\alpha\rho_0 D_0^2)^l - 1] (r_0/r_{*\delta})^{\delta l}; \quad (4')$$

τ — период индукции при фиксированных параметрах смеси. Уравнение (2) — условие окончания в конце ячейки периода индукции для частицы, пересекшей ударный фронт в точке разделения; (3) — закон сохранения массы для газа в зоне индукции; (4) — замыкающее уравнение, требующее равенства средней скорости движения волны в ячейке средней скорости волны в целом $\bar{D}$ ($\bar{D} = D_0$ — самоподдерживающаяся волна). Легко видеть, что, как и в модели С, эта система распадается на систему двух уравнений (3), (4) для безразмерных переменных $r_0/r_{*\delta}$ и $r_2/r_{*\delta}$, которые определяют соотношения параметров в многофронтной структуре независимо от химико-кинетических свойств смеси; и уравнение (2), позволяющее вычислить $r_{*\delta}$ и абсолютный продольный размер ячейки b ($b = r_2 - r_0 = r_{*\delta} (r_2/r_{*\delta} - r_0/r_{*\delta})$), величина которого непосредственно зависит от констант реакции в индукционной стадии.

Расчет на ЭВМ показал, что положение точки разделения в ячейке в модели В смещается по сравнению с моделью С к концу ячейки примерно на 15—20% ее длины, а величина скорости волны в этой точке в модели В меньше на 7—10%. Более всего отличаются плотности энергии «эквивалентного» микровзрыва. В модели В плотность в 4 раза ниже, чем в модели С. Это объясняется аккумуляцией энергии в поперечных волнах, соударение которых определяет энергию «эквивалентного» микровзрыва в модели С. Слабая зависимость размера ячейки от неточности определения параметров микровзрыва позволяет оценить размер ячейки, возбуждаемой столкновением поперечных волн, не решая довольно громоздкую задачу о их движении и соударении. Для этого достаточно в (4') перед U поставить коэффициент ≈ 4 . Расчет показал, что при одной и той же кинетике для периода индукции размер ячейки в модели В (b_V) всегда больше размера ячейки модели С (b_C). Причем, чем больше величина $E_a/RT_* \approx E_a/RT_{10}$ для заданной смеси, тем больше различие b_V и b_C (E_a — энергия активации для периода индукции, R — газовая постоянная, T_* и T_{10} — температура на ударном фронте в точке разделения и при $D = D_0$ соответственно). Наименьшим в стационарной волне ($D = D_0$) различие оказывается для смесей, разбавленных аргоном — $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 7\text{Ar}$, $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2 + 10,5\text{Ar}$, для которых $b_V \approx 1,1 b_C$, и смеси $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$, где $b_V \approx 1,2 b_C$. Для них $E_a/RT_{10} \approx 4$ (при равном E_a/RT_{10} различие несколько уменьшается с увеличением γ). Для топливно-воздушных смесей и в особенности метано-воздушной ($E_a/RT_{10} \approx 7 \div 10$) различие резко возрастает — $b_V \approx 2 \div 3 b_C$.

Такое соотношение размеров структур, возбуждаемых двумя различными механизмами, позволяет объяснить характер структуры реальной волны. В реальной нерегулярной структуре поперечные волны могут оказаться существенно слабее волн идеальной регулярной модели С. Однако какими бы слабыми они ни оказались, их столкновение всегда приведет к детонации газа в зоне индукции в конце ячейки, при этом плотность энергии в зоне столкновения будет не меньше, чем при «вспышке» модели В. Иными словами модель С оценивает «интенсивность» соударения поперечных волн по максимуму, а В — по минимуму, и идеальные регулярные структуры моделей С и В действительно являются предельными и задают возможный интервал размеров ячеек в реальной структуре. Чем больше интервал возможных размеров ячейки, тем нерегулярнее должна быть структура фронта. В соответствии с проведенным выше анализом параметр E_a/RT_{10} определяет характер струк-

туры стационарной волны. Проведенные эксперименты по регистрации структуры в водородно-воздушной, ацетилено-воздушной и метано-кислородной смесях и эксперименты [12] показывают, что нерегулярность структуры самоподдерживающихся детонационных волн возрастает с увеличением E_a/RT_{10} .

Поскольку в реальной структуре сформировавшихся детонационных волн поперечные волны, хотя и ослабленные, присутствуют в каждой ячейке, то возможная «вспышка» всегда предварительно стимулируется столкновением поперечных волн и практически в чистом виде выделена быть не может. «Интенсивность» любого соударения, по-видимому, будет ближе к «эквивалентному» микровзрыву модели С, и интервал размеров ячеек в реальной структуре будет меньше $b_v \div b_c$. При этом характерный средний размер ячейки, измеряемый в эксперименте, должен больше соответствовать b_c .

Расчет по модели В пересжатых детонационных волн ($\bar{D} > D_0$) показал, что пересжатие снижает различие b_v и b_c в соответствии с уменьшением E_a/RT_{10} ($T_* \sim \bar{D}$), а при $\bar{D} \geq 1,15 D_0$ «интенсивности» чистой «вспышки» уже недостаточно для поддержания ячейистой структуры. Это означает, что в пересжатых волнах «интенсивность» соударения поперечных волн вообще не может сильно отличаться от «интенсивности» микровзрыва модели С, поэтому структура таких волн должна быть очень регулярной. Подобный факт отмечался в работе [13], а специально проведенные эксперименты показали, что даже в смесях с сильно нерегулярной структурой стационарной волны при достаточном пересжатии структура становится практически идеально регулярной. Эксперименты проводились с водородно-воздушной, ацетилено-воздушной и метано-кислородной смесями в диапазоне скоростей $D_0 \leq \bar{D} \leq 1,5 D_0$ при начальных давлениях $\sim 0,1-0,5$ атм в трубе диаметром 16 мм.

Примером ослабленной детонационной волны ($\bar{D} < D_0$) может служить расходящаяся инициирующая волна в околоскритическом режиме. Известно, например [14, 15], что скорость такой волны на отдельных участках может падать до величины порядка $0,7 D_0$. При этом амплитуда поперечных волн уменьшается как из-за расхождения, так и за счет падения скорости, а постоянное приращение длины фронта обуславливает их запаздывание и необходимость зарождения новых ячеек. Поддерживать структуру в такой ситуации может механизм «вспышки».

Расчет ячейки стационарной волны с $\bar{D} < D_0$ по модели В показал, что с уменьшением $\bar{D}$ размер ячейки увеличивается и при $\bar{D} \approx 0,7 D_0$ составляет 3—4 размера ячейки самоподдерживающейся волны ($\bar{D} = D_0$). При меньшем значении $\bar{D}$ из-за спада параметров (ρ , T) в конце ячейки ниже третьего предела самовоспламенения «вспышка» становится невозможной. Тем более она невозможна в ячейке затухающей и расходящейся волны, движущейся с такой скоростью, т. е. при сильном ослаблении инициирующей волны в ней исчезает механизм поддержания многофронтной структуры, что должно привести к ее срыву. В дальнейшем восстановление многофронтной структуры может произойти лишь после «вторичной» детонации смеси в зоне индукции уже за расправшейся волной одномерного типа.

Точно такая картина и реализуется в эксперименте. На рис. 3 приведены следовые отпечатки околоскритических режимов прямого инициирования детонации в смеси $C_2H_2 + 2,5 O_2$ взрывающейся проволокой при $p_0 \approx 0,08$ атм. Скорость инициирующей волны была минимальной как раз в области с увеличенной ячейкой (см. рис. 3, а, p_0 еще на 10% выше критического). Сравнивая крупную ячейку с ячейкой на краю отпечатка (вверху слева), где волна уже вышла на самоподдерживающийся режим ($\bar{D} = D_0$), можно видеть, что увеличение ячейки соответствует предсказываемому (3—4 раза).

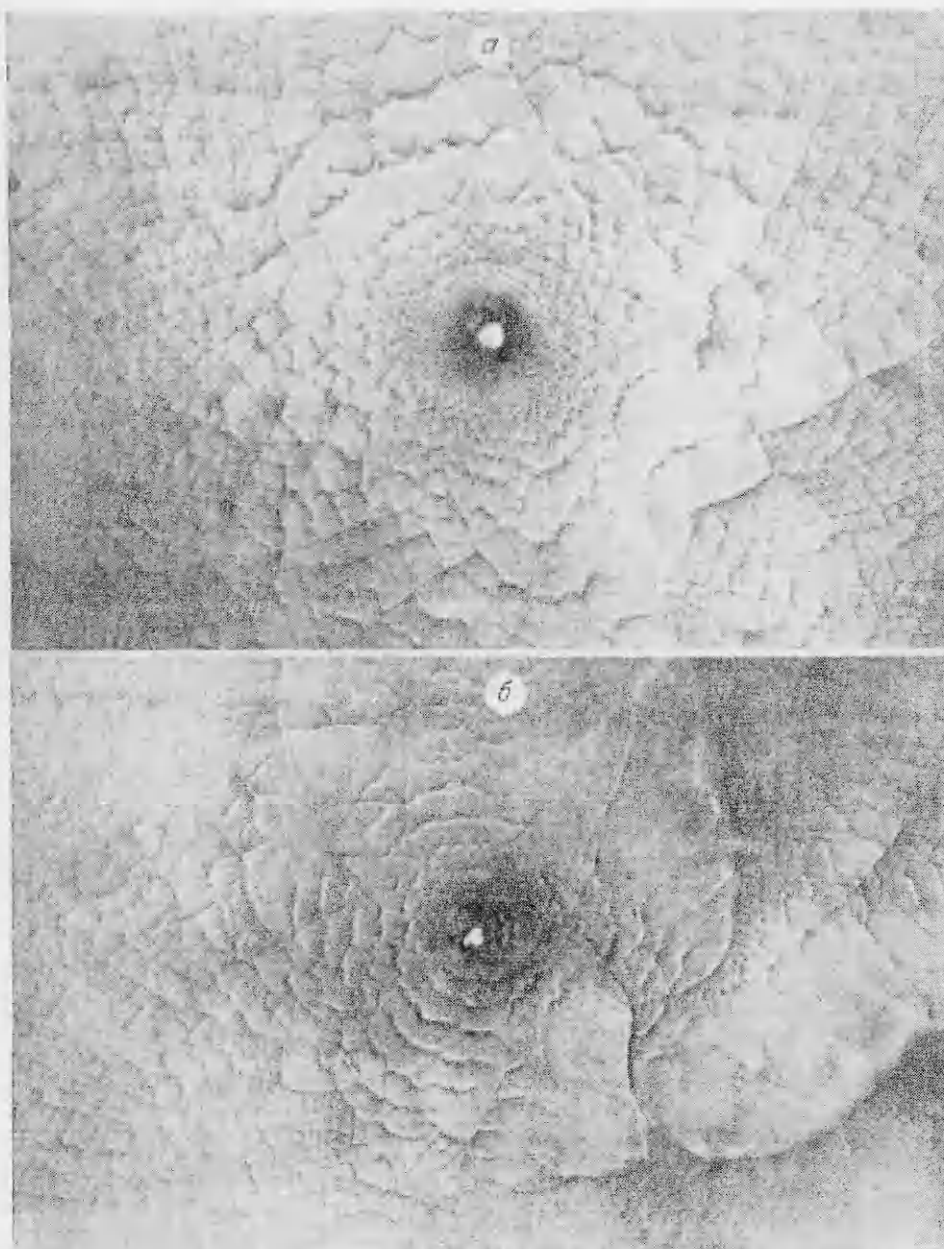


Рис. 3.

На рис. 3, б многофронтная структура в области минимума скорости вырождается, и пульсации фронта принимают одномерный характер. Причем на участке с одномерными пульсациями отпечатки четко фиксируют прохождение «вторичных» детонационных волн по зоне индукции, которые, как и в [14], формируются в локализованной области, а затем пробегают по зоне индукции.

Такой характер поведения инициирующей волны в критическом режиме объясняет хорошую точность величин критической энергии прямого инициирования, предсказываемых замкнутой моделью [10, 16], в которой структура волны описывается одномерными пульсациями, воз-

буждаемыми механизмом «вспышки». В этой модели для приведения задачи к одномерному виду принималось, что «вторичные» волны распространяются в зоне индукции концентрично с симметричной ведущей волной. Используя формулы [10], можно рассчитать связь критических параметров прямого точечного инициирования с размерами ячейки самоподдерживающейся волны.

Получены соотношения для определенных в [10] критических радиусов

$$r_{*1} \approx 0,5b_B, \quad r_{*2} \approx 1,2b_B, \quad r_{*3} \approx 1,7b_B.$$

и критических энергий

$$E_{*1} \approx 0,3\rho_0 D_0^2 b_B, \quad E_{*2} \approx 1,6\rho_0 D_0^2 b_B^2, \quad E_{*3} \approx 6\rho_0 D_0^2 b_B^3 \quad (5)$$

для плоского, цилиндрического и сферического инициирования соответственно.

Численные коэффициенты в этих формулах слабо зависят от выбора смеси и при практических расчетах их можно считать постоянными для всех смесей. Формулы (5) по виду совпадают с формулами [17]. Несущественно отличаются и численные коэффициенты (5) от полуэмпирических коэффициентов [17]. Разница лишь в том, что в (5) используется размер ячейки b_B , а в [17] — b_C . Связь b_B и b_C для различных смесей, согласно проведенным расчетам, может быть выражена простым приближенным соотношением $b_B \approx (E_a/3RT_{10})b_C$, подставляя которое в (5), получим

$$E_{*1} \approx 0,6 \left(\frac{E_a}{3RT_{10}} \right) \rho_0 D_0^2 b_C, \quad E_{*2} \approx 1,6 \left(\frac{E_a}{3RT_{10}} \right)^2 \rho_0 D_0^2 b_C^2, \\ E_{*3} \approx 6 \left(\frac{E_a}{3RT_{10}} \right)^3 \rho_0 D_0^2 b_C^3. \quad (6)$$

Поскольку средний размер ячейки в реальной структуре должен больше соответствовать b_C , то при практических расчетах E_* по экспериментальным b следует пользоваться формулами (6), которые показывают, что численные коэффициенты для смесей с нерегулярной структурой (например, топливно-воздушные смеси) должны быть существенно больше коэффициентов [17], полученных на основе инициирования детонации в смеси $C_2H_2 + 2,5 O_2$ выходом детонационной волны из канала в объем. Это подтверждается экспериментом по инициированию детонации в ацетилено-воздушной смеси [15].

Согласно [10], расстояния, на которых цилиндрическая инициирующая волна в смеси $C_2H_2 + 2,5 O_2$ в критическом режиме проходит точку минимума скорости и выходит на самоподдерживающийся режим, должны быть порядка $3r_{*2}$ или $4b_B$ и $6r_{*2}$ или $8b_B$ соответственно, что согласуется с экспериментом (см. рис. 3).

Сформулируем основные результаты работы.

Рассмотрена возможность формирования многофронтной структуры в результате «вспышки» ударно-сжатого газа в зоне индукции в конце ячейки. Показано, что «интенсивность» микровзрыва, возбуждающего многофронтную структуру, может принимать ряд значений, что обуславливает нерегулярность структуры детонационных волн. Предложен качественный критерий для определения характера структуры: чем больше величина параметра E_a/RT_{10} , тем нерегулярнее структура самоподдерживающейся детонационной волны.

В пересжатых волнах с увеличением пересжатия интервал «интенсивностей» сокращается и улучшается регулярность структуры. В ослабленных расходящихся детонационных волнах таких, как инициирующая

волна в критическом режиме, механизм «вспышки» проявляется в генерации пульсаций одномерного типа.

Проведены эксперименты, подтверждающие предсказанное поведение структуры детонационных волн. Выведены соотношения, связывающие характерные размеры и критическую энергию прямого инициирования газовой детонации с размером ячейки многофронтной структуры самоподдерживающейся волны.

Автор выражает благодарность А. А. Васильеву за содействие при проведении экспериментов и Ю. А. Николаеву за полезное обсуждение.

Поступила в редакцию
19 / V 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. E. A. Lundstrom, A. K. Oppenheim. Proc. Roy. Soc., 1960, A 310.
2. D. H. Edwards, G. Hooper et al. Astr. Acta, 1970, 15, 5—6.
3. В. А. Субботин. ФГВ, 1975, 11, 3.
4. A. A. Vasiliev, Yu. A. Nicolaev. Astr. Acta, 1978, 5.
5. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев. ФГВ, 1976, 12, 5.
6. Р. И. Солоухин. Ударные волны и детонация в газах. М., Физматгиз, 1963.
7. I. W. Meyer, A. K. Oppenheim. 14-th Symp. (Intern.) on Combustion, Pittsburg, 1972.
8. A. H. Manson et al. 9-th Symp. (Intern.) on Combustion. New-York, 1963.
9. А. Н. Дремлю и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., Наука, 1970.
10. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1980, 16, 3.
11. Ю. А. Николаев. Канд. дис. ИГ СО АН СССР, Новосибирск, 1979.
12. R. A. Strehlow. Astr. Acta, 1970, 15, 5—6.
13. В. И. Манжалеи, В. А. Субботин. ФГВ, 1976, 12, 6.
14. V. F. Klimkin, R. I. Soloukhin, P. Wolansky. Comb. and Flame, 1973, 21, 1.
15. А. А. Васильев, В. В. Григорьев. ФГВ, 1980, 16, 5.
16. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1980, 16, 4.
17. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1979, 15, 6.

О СКОРОСТИ ОСКОЛКОВ, ПРОНИКАЮЩИХ ЗА ЭКРАН ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ

Л. А. Мержиевский
(Новосибирск)

При использовании тонкого экрана в качестве защиты от ударов высокоскоростных частиц, имитирующих метеориты, необходимо точное прогнозирование скорости осколков, проникающих за экран. В силу различий в условиях разрушения скорости отдельных осколков могут значительно отличаться [1], однако с инженерной точки зрения достаточно иметь оценку максимальной скорости их движения в направлении траектории ударяющей частицы. Этот параметр наиболее прост в измерении при проведении экспериментальных исследований; его величину принято называть запреградной скоростью осколков [2].

Исследования показывают, что при относительно тонких (по сравнению с размером частицы) экранах запреградная скорость w может быть рассчитана из соотношения, полученного из закона сохранения импульса при неупругом соударении [2],

$$w/v_0 \simeq k(1 + \eta), \quad (1)$$

где v_0 — скорость ударяющей частицы; $\eta = \delta\rho_1/h\rho_0$ в случае, когда уда-