

ЛИТЕРАТУРА

1. Саламандра Г. Д. // Физическая газодинамика.— М.: Изд-во АН СССР, 1962.
2. Бойченко А. П., Зверев Н. И., Смирнов Н. Н. и др. // Физика аэродисперсных систем.— Киев; Одесса: Высп. шк., 1986.
3. Горбинский С. В., Водяник В. И., Бобков А. С. и др. // Взрывобезопасность технологических процессов, пожаро- и взрывозащита оборудования и зданий.— Черкассы, 1990.
4. Clark J. F., Riley N. Combustion theory: a report on Euromech-203 // J. Fluid Mech.— 1986.— 167.— P. 409.
5. Зельдович Я. Б., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. и др. О возникновении детонации в неравномерно нагретом газе // ПМТФ.— 1970.— № 2.— С. 76.
6. Гельфанд Б. Е., Фролов С. М., Поленов А. Н. и др. Возникновение детонации в системах с неоднородным распределением температуры и концентрации // Хим. физика.— 1986.— 5.— № 9.— С. 1277.
7. Clark J. F., Kassooy D. R., Riley N. On a direct initiation of a plane detonation wave // Proc. Roy. Soc. Lond.— 1986.— A408.— P. 129.
8. Смирнов Н. И., Демьянов А. Ю., Панфилов И. И. // Детонация: Материалы 9-й Всесоюз. симп. по горению и взрыву, Суздаль.— Черногловка, 1989.
9. Демьянов А. Ю. // Динамические задачи механики деформируемых сред.— М.: Изд-во МГУ, 1990.
10. Панфилов И. И. // Динамические задачи механики деформируемых сред.— М.: Изд-во МГУ, 1990.
11. Киреев В. Т. О влиянии неравновесных химических реакций на распад произвольного разрыва // ПМТФ.— 1965.— № 6.— С. 130.
12. Демьянов Ю. А., Секриеру Г. В., Игошин А. И. и др. Одномерные нестационарные течения реального газа.— Кипшиев: Штиинца, 1980.
13. Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф. Иницирование детонации поршнем в смеси водорода с воздухом // Докл. АН СССР.— 1990.— 313, № 2.— С. 288.
14. Коробейников В. П., Левин В. А. Сильный взрыв в горючей смеси газов // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1969.— № 6.— С. 48.
15. Оран Э., Борис Дж. Численное моделирование реагирующих потоков.— М.: Мир, 1990.
16. Лацин Ю. В., Стрелец М. X. Внутренние течения газовых смесей.— М.: Наука, 1989.
17. Bray K. N. C., Champion M., Libby P. A. // Turbulent Reactive Flows: Proc. USA — France Joint Workshop, July, 1987/Ed. R. Borghi, S. N. B. Murthy.— N. Y.: Springer, 1989.— Vol. 8.— P. 541.
18. Турбулентные течения реагирующих газов/Под ред. П. А. Либби, Ф. А. Уильямса.— М.: Мир, 1983.
19. Драммонд Дж. Ф., Вайднер Э. X. Численный метод расчета течения в канале ПВРДСг // Аэрокосмическая техника.— 1983.— 1, № 4.— С. 42.
20. Wilke C. R. A viscosity equation for gas mixtures // J. Chem. Phys.— 1950.— 18, N 4.— P. 517.
21. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа.— М.: Наука, 1973.
22. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач газовой динамики.— М.: Наука, 1980.
23. Яненко Н. Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики.— Новосибирск: Наука, 1967.
24. Маккормак Р. В. Численный метод решения уравнений вязких сжимаемых течений // Аэрокосмическая техника.— 1983.— 1, № 4.— С. 114.
25. MacCormack R. W. The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering // AIAA Paper.— 1969.— N 69.— P. 354.
26. Зверев И. И., Смирнов И. Н. Газодинамика горения.— М.: Изд-во МГУ, 1987.
27. Lee J. H. S., Knystautas R., Yoshikawa N. Photochemical initiation of gaseous detonation // Acta Astronautica.— 1978.— 5, N 11—12.— P. 971.

г. Москва

Поступила в редакцию 26/VII 1991,
после доработки — 3/XII 1991

УДК 662.215.535.3

А. Д. Зинченко, А. И. Погребов, В. И. Таржанов, Б. Б. Токарев

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕКОТОРЫХ ПОРОШКООБРАЗНЫХ ВВ

Исследованы оптические характеристики тротила, тона, гексогена, октогена с дисперсностью 1430—22000 см²/г и плотностью 0,9 г/см³ на длине волны 0,6328 мкм. Измерения выполнены по методу фотометрического шара с обработкой результатов на ЭВМ. Получены зависимости коэффициентов отражения, пропускания и поглощения плоских слоев ВВ от их толщины. Определены значения показателей поглощения и рассеяния. Вычислены распределения плотности поглощенной энергии по глубине для полупространства ВВ при безграничном освещении.

Рис. 1. Экспериментальные сборки для измерения суммы коэффициентов отражения и пропускания (I) и коэффициента отражения (II).

1 — стеклянные пластины (К-8, $\Delta = 1$ мм); 2 — ВВ; 3 — черная бумага ($R = 0,045$, $T = 0$); 4 — белая бумага ($R \approx 0,9$).

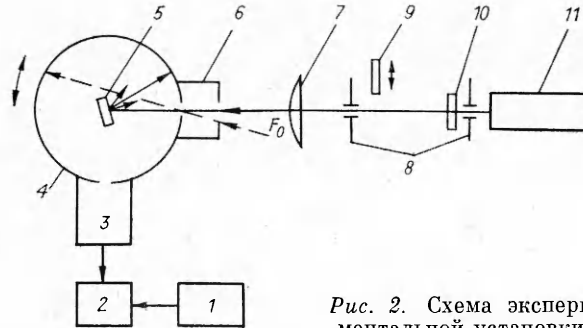
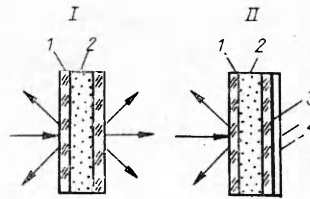


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

1 — компенсатор; 2 — регистратор (микроамперметр М-95); 3 — приемник излучения (ФЭУ СНФТ-6); 4 — фотометрический шар ($D = 155$ мм, $d = 3$ мм); 5 — сборка с ВВ; 6 — светозащитный колпак; 7 — линза; 8 — диафрагмы; 9 — экран для установки нуля регистратора; 10 — поляризатор для регулировки интенсивности пучка; 11 — лазер ЛП-56 ($\lambda = 0,6328$ мкм).

При изучении физики светового подрыва или зажигания ВВ [1—7] важен вопрос о распределении внутри ВВ поглощенной энергии. Для его решения необходимо знать оптические характеристики ВВ как на начальной (линейной) стадии воздействия света, так и в нелинейной области. Имеется лишь несколько публикаций с отрывочными сведениями об оптических характеристиках порошкообразных ВВ [7, 8] и порохов [9].

Постановка эксперимента. Измерялись коэффициент отражения $R_{\text{экс}}$ и сумма коэффициентов отражения и пропускания $(R + T)_{\text{экс}}$ сборок с ВВ (рис. 1). Диаметр сборок (6—11 мм), как правило, значительно превышал толщину слоя ВВ. В отдельных случаях, когда это условие не выполнялось, для компенсации краевого эффекта при рассеянии света слой ВВ по диаметру обкладывался медной фольгой ($R = 0,9$). Измерения проводились методом фотометрического шара [10, 11] по схеме рис. 2. Шар, поворачиваясь вокруг оси, проходящей через его входное отверстие, может занимать два фиксированных положения, в которых постоянный световой поток F_0 падает либо на сборку, либо, минуя ее, на стенку шара (контрольный замер). Процесс измерения сводится к отсчету показаний регистратора в этих двух положениях шара и вычислению их отношения.

Исследовались хорошо измельченные (до дисперсностей 1400—22 000 см²/г) тротил, тэн, гексоген и октоген при постоянной плотности 0,9 г/см³.

Экспериментально получаемые коэффициент отражения $R_{\text{экс}}$ и сумма коэффициентов отражения и пропускания $(R + T)_{\text{экс}}$ сборок несут в себе в основном информацию о свете, отраженном и пропущенном слоем ВВ, но одновременно содержат и ненужную составляющую, соответствующую стеклам сборки. Коэффициенты отражения R_2 , пропускания T_2 и поглощения A_2 слоев ВВ находились решением на ЭВМ системы уравнений, связывающих оптические коэффициенты слоя ВВ, стекол и сборки в целом:

$$R_{12} = R_1 + R_2 \frac{T_1 T_1^*}{1 - R_1^* R_2^*}, \quad T_{12} = T_1 T_2 + T_1 T_2^* \frac{R_1^* R_2}{1 - R_1^* R_2^*}, \quad (1)$$

$$R_{21}^* = R_2^* + R_1^* \frac{(T_2^*)^2}{1 - R_2^* R_1^*}, \quad T_{21}^* = \frac{T_2^* T_1^*}{1 - R_2^* R_1^*}, \quad (2)$$

$$R_{121} = R_{12} + R_1^* \frac{T_{12} T_{21}^*}{1 - R_{21}^* R_1^*}, \quad T_{121} = \frac{T_{12} T_1^*}{1 - R_{21}^* R_1^*}, \quad (3)$$

$$T_1^* = \frac{(R_{12\infty} - R_1)(1 - R_1^* R_2^*)}{R_{2\infty}^* T_1}, \quad R_1 = R_\Phi \left[1 + (1 - \Sigma_K) \frac{(1 - R_\Phi - A_1)^2}{1 - (1 - \Sigma_K) R_\Phi^2} \right], \quad (4)$$

$$R_1^* = 0,0815 + 1,8 \cdot 10^{-6} S, \\ \Sigma_K = 25 \cdot 10^{-6} S, \quad (5)$$

$$T_2^* = T_2 \frac{1 - R_2^*}{1 - R_2}, \quad (6)$$

$$\frac{R_2^*}{R_2} = 1,003 + 0,25 \cdot 10^{-6} S, \quad (7)$$

$$R_{121} = R_{\text{экс}} - \frac{1 - R_i^*}{1 - R_2^*} T_{121}^2 R_3^*, \quad (8)$$

$$R_{2\infty} = R_{12\infty} + 1,25 \cdot 10^{-6} S, \quad (9)$$

$$R_i + T_i + A_i = 1, \quad R_i^* + T_i^* + A_i^* = 1, \quad (10)$$

$$R_{121} + T_{121} = (R + T)_{\text{экс}}. \quad (11)$$

Здесь цифровые индексы в обозначениях оптических коэффициентов R , T , A соответствуют (рис. 2): 1 — стеклянной пластине, 2 — слою ВВ, 3 — экрану из черной бумаги. Ряд индексов обозначает соответствующую слойку, а их порядок — направление распространения света; коэффициенты со звездочкой соответствуют рассеянному свету; знак ∞ обозначает слой ВВ бесконечной толщины; R_Φ — коэффициент френелевского отражения от свободной поверхности стекла; S — дисперсность ВВ в $\text{см}^2/\text{г}$; Σ_K — относительная поверхность оптического контакта ВВ со стеклом.

Уравнения (1) для оптических коэффициентов двухслойки стекло — ВВ (рис. 3) выведены в рамках одномерной модели с учетом рассеяния направленного света ВВ и соответствующего изменения оптических характеристик. Аналогично построены уравнения (2), (3), (8) при рассмотрении трехслойки 1—2—1 как двухслойки (1—2)—1 и сборки типа II (1—2—1—4) как двухслойки (1—2)—1—4.

В уравнениях (4) выполнен предельный переход от слоя конечной толщины (1) к полупространству и учтено влияние на R_1 и R_1^* оптического контакта ВВ со стеклом. Относительная поверхность оптического контакта в зависимости от дисперсности ВВ (5) определена экспериментально специальными измерениями¹. Связь (6) между оптическими коэффициентами для направленного и рассеянного света допустима ввиду малости (до 0,6 %) отличия R_2^* от R_2 . Уравнение (8) учитывает два отражения от ВВ и справедливо при малых R_3^* . Экспериментальным является и выражение (9), связывающее коэффициенты отражения полупространства ВВ в измерениях со стеклом и без него. Уравнения

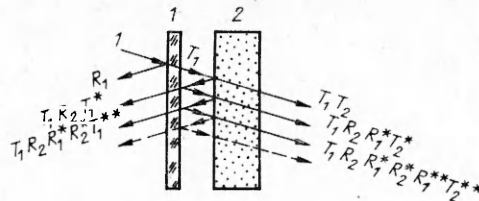


Рис. 3. Расчетная схема распространения света в двухслойке стекло — ВВ.

¹ В методе измерений используется явление нарушения полного внутреннего отражения на гипотенузной грани стеклянной призмы при введении ее в контакт с ВВ; Σ_K — отношение световых потоков с ВВ и без него.

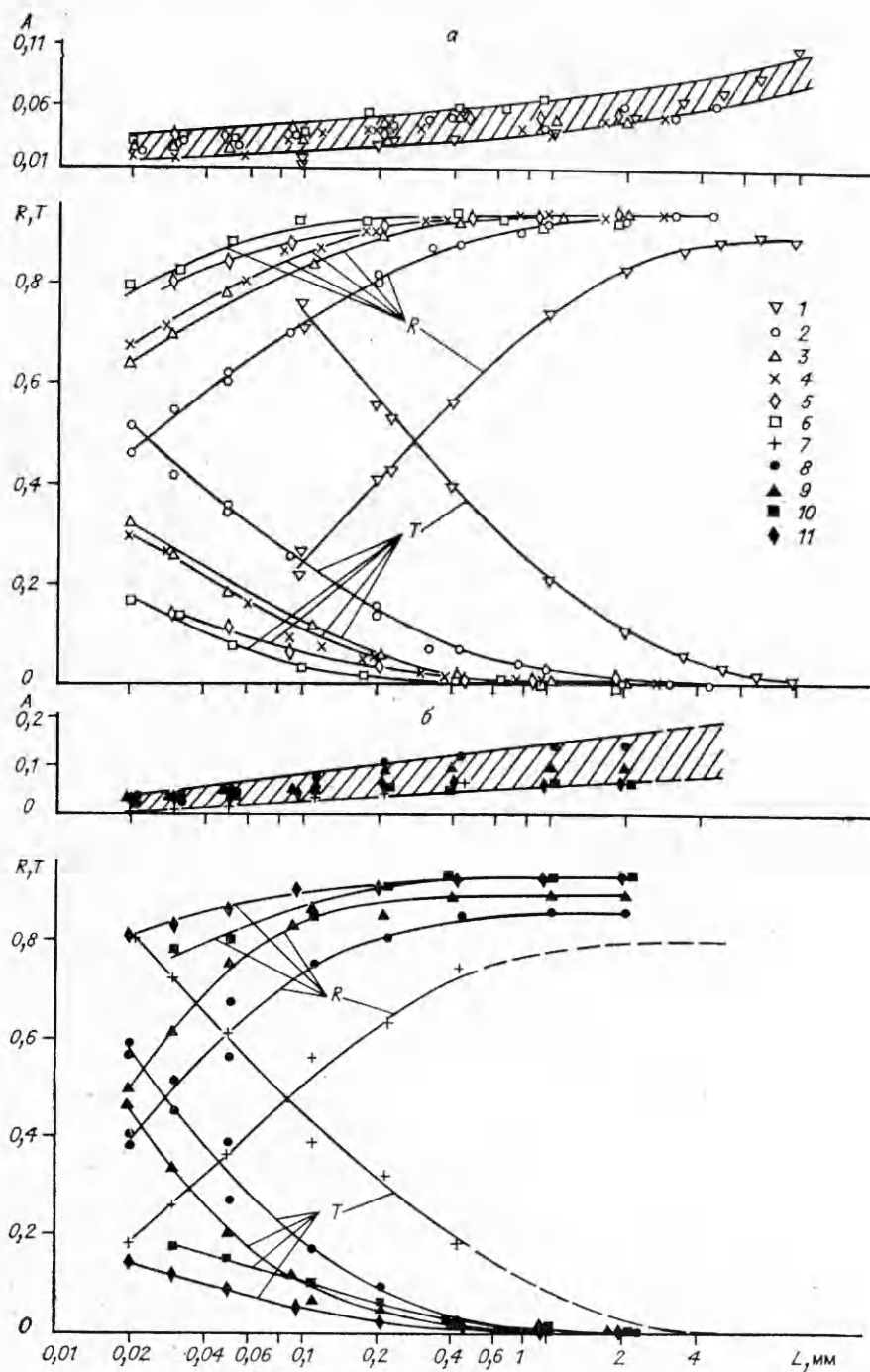


Рис. 4. Зависимости коэффициентов отражения, пропускания и поглощения от толщины слоя ВВ.

a — бенз; *b* — тротил (7–9), гексоген (10), октоген (11); S , см²/г: 1 — 1600, 2 — 3700, 3 — 8200, 4 — 12 000, 5 — 15 000, 6 — 22 000, 7 — 1430, 8 — 4300, 9 — 8500, 10 — 8600, 11 — 11 600.

(10) выражают закон сохранения светового потока. Константы в расчетах: $R_0 = 0,0425$, $A_1 = 0,002$, $R_3^* = 0,045$.

Проведенные расчеты показали, что влияние стекол невелико (~1%) при больших дисперсностях и толщинах ВВ, но достигает 10–12% в случае тонких слоев крупнодисперсного ВВ (для R_2 и $R_2 + T_2$).

Коэффициенты отражения, пропускания и поглощения слоев ВВ. На рис. 4 показаны зависимости R , T и A слоев ВВ различной дисперс-

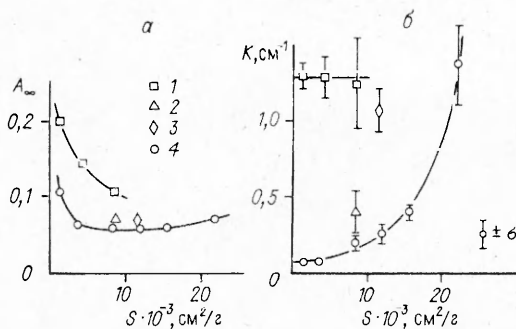


Рис. 5. Зависимости $A_\infty(S)$ и $k(S)$.

1 — тротил; 2 — гексоген; 3 — октоген; 4 — тэн.

ности от их толщины L (индекс 2 вне системы (1) — (11) не имеет особого смысла и поэтому далее опущен). Видно, что с увеличением L T падает, а R и A растут, асимптотически стремясь к некоторым постоянным значениям $T_\infty = 0$, R_∞ и A_∞ . При увеличении дисперсности ВВ кривые смещаются в сторону меньших толщин. Это понятно, так как для достижения некоторого значения R необходимое число отражающих граней кристаллов набирается в случае больших дисперсностей на меньших толщинах.

Большим значениям S соответствуют и меньшие пути, проходимые в них светом. Поэтому коэффициент поглощения слоев ВВ бесконечной толщины A_∞ (рис. 5, а) при объемном характере поглощения света кристаллами должен падать с увеличением S . Это отчетливо реализуется для тротила. Для тэна падение с дисперсностью осуществляется лишь до $S = 3700 \text{ см}^2/\text{г}$, что говорит о более сложном характере поглощения им света. Приведенные данные позволяют найти показатели поглощения k исследуемых ВВ. В [12] описан способ определения объемного показателя поглощения слабопоглощающей рассеивающей среды при безграничном освещении плоских образцов направленным светом. Очевидно, этот метод пригоден и в случае сосредоточенного освещения, поскольку в измерениях R и $R + T$ регистрируется весь отраженный и проспущенный ВВ свет. Согласно [12], k выражается через известные оптические коэффициенты следующим образом:

$$k = \frac{1}{4L} \ln \frac{1}{R_\infty} \ln \frac{T_L R_\infty}{R_\infty - R_L}.$$

Условие применимости метода ($\sigma L \gg 5$, σ — показатель рассеяния) в настоящих экспериментах (см. ниже) всегда выполнялось.

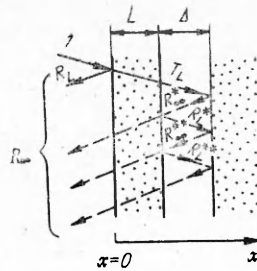
Результаты вычислений k для различных ВВ приведены на рис. 5, б. Доверительные интервалы соответствуют надежности 0,9, при этом принялись средние значения квадратичных ошибок ($\sigma_T = 0,02$, $\sigma_R = 0,01$, $\sigma_{R_\infty} = 0,005$, $\sigma_L = 0,01 \text{ мм}$), учитывающие приближенный характер зависимостей (4), (5), (7), (9). Видно, что k для тэна повышается с увеличением дисперсности, а для тротила он постоянен до $S \approx 8500 \text{ см}^2/\text{г}$. Такой характер зависимостей свидетельствует, что поглощение в тэне помимо объемного носит и поверхностный характер (поглощение на дефектах решетки [13], примесях [14]), причем роль последнего возрастает с увеличением дисперсности. Поглощение в тротиле в исследованном диапазоне дисперсностей в основном объемное (см. рис. 5, а).

По данным рис. 5, б для монокристаллов ВВ получаем $k_m = \rho_m / \rho_s k_0$, где k_0 — значение, получаемое экстраполяцией $k = f(S)$ к нулевой дисперсности. Для тэна и тротила показатели поглощения равны $k = 0,12$ и $2,4 \text{ 1/см}$.

Показатели рассеяния и ослабления. Данные по R , T позволяют сделать оценку показателя рассеяния ВВ σ . Согласно [15],

$$\sigma = \frac{2R_\infty^*}{1 - R_\infty^*} \frac{\ln(T_{L1}/T_{L2})}{L_2 - L_1}.$$

Рис. 6. Схема расчета светового потока в полупространстве.



В данном случае σ [1/см] $\approx 0,35 S$ [см²/г]. Для исследованных ВВ $\sigma = 500$ и 7700 1/см при минимальной (1430) и максимальной (22 000 см²/г) дисперсиях.

Значения объемного показателя ослабления $\varepsilon = k + \sigma$, и поскольку $k \ll \sigma$, совпадают с приведенными значениями σ .

Распределение поглощенной энергии по глубине для полупространства ВВ при равномерном направленном освещении. Выше упоминалось, что случай сосредоточенного освещения ВВ при регистрации всего пропущенного и отраженного образцом света эквивалентен (по R, T, A) равномерно направленному освещению. Это позволяет по известным R, T, A рассчитать распределение поглощенной энергии внутри ВВ.

Выделим на границе полупространства светорассеивающей среды $x \geq 0$ слой толщиной L с помощью фиктивного зазора Δ (рис. 6). При суммировании R и T (компоненты света в зазоре) получим для суммы потоков

$$\Phi_r = T_L \frac{(1 + R_{\infty L}^*)}{1 - R_{\infty L}^* R_L^*}.$$

Здесь $R_{\infty L}^*$ — коэффициент отражения полупространством света, пропущенного слоем толщиной L . При выводе формулы коэффициенты второго и последующих отражений положены константами: $R_L^{**} = R_L^{***} = \dots = R_L^* = \text{const}$, $R_{\infty L}^{**} = R_{\infty L}^{***} = \dots = R_{\infty}^* = \text{const}$. Для слабых световых потоков плотность поглощенной энергии пропорциональна плотности потока в веществе, поэтому с точностью до нормировки полученное выражение справедливо и для плотности поглощенной энергии.

При $L \gg 1/\sigma$ имеем $R_{\infty L}^* = R_{\infty}^* = \text{const}$, тогда выражение для относительной объемной плотности энергии запишется в виде

$$q_x = c \frac{T_x}{1 - R_{\infty}^* R_{\infty}^*},$$

где константа c находится из условия нормировки

$$\int_{x=0}^{\infty} q_x dx = A_{\infty}.$$

Результаты вычислений по этим формулам с применением для нормировки метода графического интегрирования приведены на рис. 7. Видно, что распределение q_x внутри ВВ существенно зависит от его дисперсности.

Предложенный простой графоаналитический метод расчета q_x является по сути модификацией известного в теории рассеяния [10, 16] метода двухпоточного приближения, который развит для безграничного диффузного освещения плоского слоя мутной среды в предположении постоянства формы тела яркости на глубине слоя. Там пространственная освещенность E_0 на глубине x полупространства записывается аналитически:

$$E_0 = (1 + R^*) e^{-x/\delta},$$

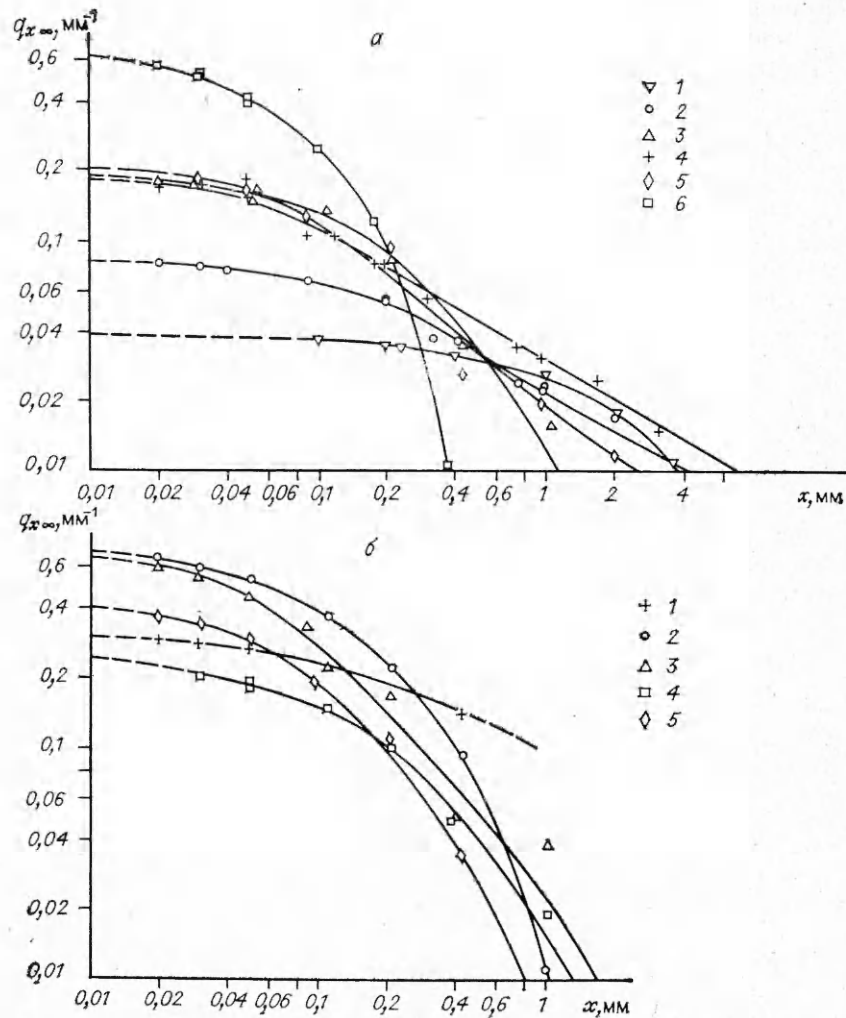


Рис. 7. Распределения в полупространстве ВВ относительной плотности поглощенной энергии.

a — тэн; S , $\text{см}^2/\text{г}$: 1 — 1600, 2 — 3700, 3 — 8200, 4 — 12 000, 5 — 15 500, 6 — 22 000; *б* — тротил (1—3), гексоген (4), октоген (5), S , $\text{см}^2/\text{г}$: 1 — 1430, 2 — 4300, 3 — 8500, 4 — 8600, 5 — 11 600.

где δ — константа, достаточно сложно выражающаяся через оптические характеристики среды. Применение такой экспоненциальной функции для аппроксимации наших результатов оказалось удовлетворительным в ограниченном диапазоне глубин.

Следует подчеркнуть, что в изложенном методе расчетные значения поглощенной энергии q_x для каждого значения глубины x получаются по экспериментальным коэффициентам отражения R и пропускания T слоя ВВ толщиной x . При этом ошибка не накапливается, что характерно для рекуррентных методов (например, [17]), где распределение $q_x(x)$ отыскивается по оптическим характеристикам одного слоя фиксированной толщины.

Корректность примененного метода расчета оптических характеристик проверялась сравнением расчетных и экспериментальных значений T_{2L} и R_{2L} слоев толщиной $2L$. Полученные отличия расчетных значений T_{2L} и R_{2L} , найденных по экспериментальным T_L и R_L , от экспериментальных значений (тэн, $S = 1600, 3700, 8200$ и $22\,000 \text{ см}^2/\text{г}$) меньше 0,055 и 0,035 соответственно. Указанные максимальные величины соответствуют минимальным толщинам ВВ.

В заключение отметим, что полученные для полупространства распределения относительной плотности поглощенной энергии по глубине в

случае сосредоточенного освещения являются распределениями энергии, поглощенной (интегрально по сечению) слоем ВВ единичной толщины. При привлечении дополнительных сведений по распределениям плотности энергии в сечениях на разных глубинах ВВ можно будет построить пространственное распределение плотности поглощенной энергии для случая освещения ограниченным пучком заданной структуры. Эти же пространственные распределения можно найти, решая уравнение переноса излучения [16] с использованием полученных выше значений показателей поглощения и рассеяния с привлечением сведений по индикатрисе рассеяния.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бриш А. А., Галеев И. А., Зайцев Б. Н. и др. Возбуждение детонации конденсированных ВВ излучением оптического квантового генератора // ФГВ.— 1966.— 2, № 3.
2. Бриш А. А., Галеев И. А., Зайцев Б. Н. и др. О механизме иницирования конденсированных ВВ излучением ОКГ // Там же.— 1969.— 5, № 4.
3. Волкова А. А., Зинченко А. Д., Санин И. В. и др. Временные характеристики иницирования тэна лазерным излучением // Там же.— 1977.— 13, № 5.
4. Волкова А. А., Куропатенко В. Ф., Першина А. В. и др. // Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Детонация.— Черноголовка, 1978.— С. 46.
5. Yang L. C., Menichelli V. J. // Appl. Phys. Lett.— 1971.— 19, N 11.— P. 473.
6. Yang L. C., Menichelli V. J. // Proc. 6th Symp. (Int.) on Detonation, San Diego, California, 24—27 Aug., 1976.
7. Кузнецов В. Т., Скорик А. И. Зажигание октогена световым потоком // ФГВ.— 1977.— 13, № 2.
8. Галеев И. А., Зайцев Б. Н. Об отражательной способности ВВ // Там же.— 1969.— 5, № 3.
9. Хлевной С. С., Михеев В. Ф. Влияние начальной температуры и прозрачности нитроглицеринового пороха на зажигание его световым излучением // Там же.— 1968.— 4, № 4.
10. Иванов А. П. Оптика рассеивающих сред.— Минск: Наука и техника, 1969.
11. Рвачев В. П., Сахновский М. Ю. // Оптика и спектроскопия.— 1965.— XVIII, вып. 3.
12. Розенберг Г. В., Сахновский М. Ю., Гуминецкий С. Г. // Там же.— 1967.— XXIII, вып. 5.
13. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела.— М.: Гостехиздат, 1963.
14. Розенберг Г. В., Самсонов Ю. Б. Оптика и спектроскопия.— 1964.— XVII, вып. 6.
15. Антонов-Романовский В. В. // ЖЭТФ.— 1951.— 26, вып. 4.
16. Адзериго К. С. Лекции по теории переноса лучистой энергии.— Минск: Изд-во БГУ, 1975.
17. Савельев В. А. Известия вузов. Физика.— 1977.— № 12(187).

г. Челябинск

Поступила в редакцию 20/X 1989,
после доработки — 20/III 1991

УДК 532.593

И. Ф. Кобылкин, В. М. Шабанов, В. С. Соловьев

К ВОПРОСУ ОБ ИЗВЛЕЧЕНИИ КИНЕТИКИ РАЗЛОЖЕНИЯ ВВ ИЗ ФОРМЫ ФРОНТА СТАЦИОНАРНОЙ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ

Анализируется метод извлечения кинетической информации о разложении ВВ в детонационном фронте из формы фронта искривленной стационарной детонационной волны. Показано, что неучет кривизны линий тока приводит к зависимости начальной скорости разложения ВВ не только от амплитуды ударно-волнового сжатия, но и от геометрических характеристик заряда ВВ. В связи с этим для получения реалистичной скорости разложения ВВ в соответствии с численным анализом необходимо ввести масштабный множитель — отношение диаметра заряда к критическому диаметру детонации.

Факт стационарности искривленного фронта неидеальной детонационной волны (ДВ) в зарядах ВВ конечного диаметра говорит о том, что существует однозначная взаимосвязь между формой фронта и характе-