

3. С. В. Бухман. Изв. АН БССР, ФЭН, 1969, 1, 123.
4. В. И. Букатый, А. М. Сагалаков и др. ФГВ, 1979, 15, 6, 46.
5. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.
6. Е. П. Жданов, А. М. Шайдук. II совещание по атмосферной оптике. Томск, 1980.
7. А. В. Кузиковский, В. А. Погодаев. ФГВ, 1977, 13, 5, 783.
8. А. Минсар. Теплопроводность твердых тел, жидкостей, газов и их композиций. М.: Мир, 1968.
9. В. И. Букатый, И. А. Суторихин. Матер. VI Всесоюз. симпозиума по горению и взрыву. Черногловка, 1980.

**ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗМЕРНОГО ЭФФЕКТА
ПРИ ЛАЗЕРНОМ ИНИЦИИРОВАНИИ
ПРЕССОВАННОГО АЗИДА СВИНЦА. ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
СВЕТОВОЙ ЭНЕРГИИ НА ПОВЕРХНОСТИ ВВ
НА КРИТИЧЕСКИЕ СВЕТОВЫЕ ПОТОКИ**

Е. И. Александров, В. П. Ципилев

(Томск)

В работе [1] высказано предположение, что основные закономерности размерного эффекта, наблюдавшиеся при лазерном инициировании прессованного азидо свинца в условиях равномерного освещения в пятне круговой формы, определяются диффузным характером рассеяния света взрывчатым веществом. В данной работе обобщаются результаты указанных исследований на случай неравномерного освещения поверхности ВВ в пятне произвольной формы. В основу формируемых в [1] модельных представлений положена предпосылка о существовании критической глубины Z_0 залегания очага разогрева, необходимой для успешного развития в очаг инициирования и слабо зависящей от его начальных параметров. В силу этого при описании процесса область взрыва в первом приближении можно ограничить условиями

$$D \geq D_0, \quad Z \geq Z_0, \quad (1)$$

где D — количество освещения в объеме образца.

По-прежнему будем исходить из того, что при малых размерах пятна облучения освещенность в объеме среды с глубиной монотонно падает, поэтому вблизи порога возбуждения взрыва возникновение очагов инициирования будет иметь место в плоскости Z_0 .

Рассмотрим световой импульс, перпендикулярно падающий на элементарную площадку поверхности полубесконечного слоя диффузно рассеивающего ВВ. В результате рассеяния света в плоскости Z_0 создается определенное распределение количества освещения, которое, будучи нормированным на энергию светового импульса, описывается некоторой гладкой осесимметричной функцией $f_0(r)$, имеющей максимум при $r=0$. При этом нормированное на энергию падающего импульса значение количества освещения в любой точке (X, Y) плоскости Z_0 при освещении поверхности образца пучком света произвольного сечения s с распределением плотности энергии на облучаемой поверхности ВВ по закону $H(x, y) = H_0 \varphi(x, y)$ можно представить в виде свертки

$$f_s(X, Y) = \frac{\int_s f_0(\sqrt{(X-x)^2 + (Y-y)^2}) \varphi(x, y) ds}{\int_s \varphi(x, y) ds}. \quad (2)$$

Если имеет место (1), в качестве критического условия взрыва можно записать:

$$W_0(s) \cdot f_s(X_0, Y_0) = D_0, \quad (3)$$

где $W_0(s)$ — критическая энергия инициирования для пучка света заданного профиля; X_0, Y_0 — координаты точки в плоскости Z_0 , в которой функция $f_0(X, Y)$ принимает максимальное значение.

В частности, для случая равномерного освещения в пятне радиуса R [1] условие (3) приобретает вид

$$\frac{2W_0(r) \int_0^R f_0(r) r dr}{R^2} = D_0.$$

Воспользовавшись дифференцированием по верхнему пределу, находим

$$f_0'(r) = \frac{2f_0(r)}{L_0} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \frac{r^2}{W_0(r)}, \quad (4)$$

где зависимость $f_0'(r)$ может быть определена из экспериментальных данных [1].

Следовательно, если условие (1) достаточно близко отражает реальную картину, энергия светового импульса, требуемая для инициирования ВВ в любом отличном от [1] случае может быть оценена как

$$W_0(s) = \frac{2 \int_s \varphi(x, y) ds}{\int_s f_0' \left(\sqrt{(X_0 - x)^2 + (Y_0 - y)^2} \right) \varphi(x, y) ds}. \quad (5)$$

Расширяя понятие критической плотности энергии на случай неоднородного распределения света на облучаемой поверхности объекта и определяя ее как $H_0 = H_{\max}(x, y)$ на пороге инициирования, и используя равенства

$$W_0(s) = \frac{\int H_0 \cdot \varphi(x, y) ds}{\Phi_{\max}(x, y)}$$

находим

$$H_0(s) = \frac{2\varphi_{\max}(x, y)}{\int_s f_0' \left(\sqrt{(X_0 - x)^2 + (Y_0 - y)^2} \right) \varphi(x, y) ds}.$$

Результаты численного расчета $f_0'(r)$ по данным [1] представлены на рис. 1. На участке $r < 10^{-3}$ см кривая получена экстраполяцией с учетом следующих условий: при $r \rightarrow 0$

$$\lim W_0(r) \rightarrow \text{const}, \quad \lim r \cdot f_0'(r) \rightarrow 0, \quad \lim \frac{d}{dr} \cdot f_0'(r) \rightarrow 0.$$

Для $r < 10^{-3}$ см значение функции $r \cdot f_0'(r)$, характеризующей относительный вклад в освещенность в точке $r=0$ кольцевой зоны радиуса r , при $r \rightarrow 0$ быстро стремится к нулю, и ошибки в оценках (4), (5), способные возникнуть из-за возможного неточного соответствия истинных значений функции $f_0'(r)$ и полученных путем экстраполяции при размерах облучаемой зоны $r \gg 10^{-3}$ см, пренебрежимо малы. При $r \ll 10^{-3}$ см значение $W_0(r)$ выходит на стационарный уровень, пучок можно считать бесконечно узким и распределение освещенности в плоскости Z_0 перестает зависеть от формы облучаемой зоны и распределения в ней светового потока.

Экспериментальная проверка предлагаемой оценки (5), точность которой ограничена точностью опытов [1] и приближения (1), осуществлена при иницировании прессованного азида свинца излучением одномодового неодимового лазера, сформированным на облучаемой поверхности проекционным методом [3] в пятно прямоугольной формы длиной $9 \cdot 10^{-2}$ см и переменной ширины при гауссовом распределении плотности

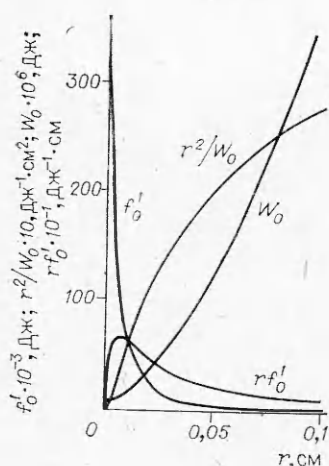


Рис. 1. Зависимости f'_0 , r^2/W_0 , критической энергии иницирования W_0 (по данным [1]) и rf'_0 от текущего радиуса.

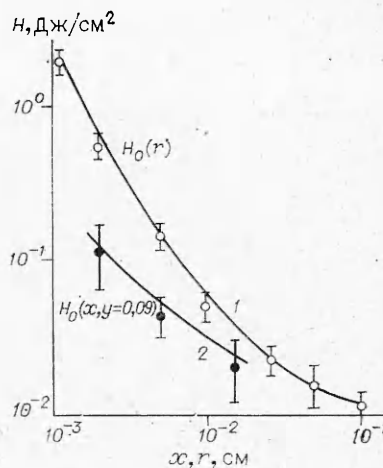


Рис. 2. Зависимости критической плотности энергии иницирования азида свинца от размеров облучаемой зоны. 1 — круг радиуса r [1]; 2 — прямоугольник длиной $9 \cdot 10^{-2}$ см и шириной $2x$ (кривая — расчет).

энергии $H = H_1 \exp(-r^2/2r_0^2)$, где $r = 3,6 \cdot 10^{-2}$ см. Все прочие условия и схема эксперимента аналогичны [1].

Результаты эксперимента показаны на рис. 2, 2. Экспериментальные точки отвечают вероятности взрыва $\omega = 0,5$. Величины интервалов, указанные на рис. 2, равны котангенсу угла наклона касательной к зависимости вероятности взрыва от величины светового потока в точке $\omega = 0,5$ и характеризуют величину зоны вероятностного иницирования.

Соответствие полученных экспериментальных и рассчитанных по формуле (5) данных подтверждает правомерность использования модельных представлений [1] о природе размерного эффекта и выдвигаемых для его описания допущенных (1), стимулируя, таким образом, попытки количественного подхода к проблеме лазерного иницирования.

Поступила в редакцию 21/IV 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. И. Александров, В. П. Ципилев. ФГВ, 1980, 17, 5, 77.
2. Т. Х. Джеймс. Теория фотографического процесса. Л.: Химия, 1980.
3. В. П. Вейко, Н. Либенсон. Лазерная обработка. Л., 1973.

МАССООБМЕН И ГОРЕНИЕ В ЛАМИНАРНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ДЕТОНАЦИИ В НЕПЕРЕМЕШАННЫХ ДВУХФАЗНЫХ СИСТЕМАХ

Н. Н. Смирнов
(Москва)

При рассмотрении вопросов пожаро- и взрывоопасности гетерогенных систем, образующихся при контакте окислителя со слоем жидкого или твердого горючего материала, возникает необходимость исследовать условия развития и распространения детонации в таких системах. Проводимые в настоящее время обширные экспериментальные и теоретические исследования [1—8] детонации в таких неперемешанных двухфазных