где ε — величина среднего кванта, для которой в условиях воздействия лазерного излучения можно написать уравнение $d\varepsilon/dt = f\sigma I - \varepsilon/\tau$; f — доля молекул слоя, находящихся в резонансе с частотой излучения мощности I; σ — сечение поглощения; τ — характеристическое время переноса энергии в подложку. Поскольку длительность импульса больше величины $\tau \approx 10^{-7} \div 10^{-8}$ с [9], можно считать $\varepsilon \approx \approx f\sigma I\tau$. Полное число диссоциированных молекул с поверхности 1 см^2 должно быть равным $10^{12} = pN_a\tau$ ($N_a \approx 10^{16}$ см$^{-2}$ — концентрация адсорбированных молекул). Отсюда $p = 10^2$ 1/с, а необходимая величина $T_к \sim 2000$ К (для энергии диссоциации взято значение 100 ккал/моль, что соответствует $\varepsilon = 0,1$). Отсюда получаем $f\sigma = = 2 \cdot (10^{-19} \div 10^{-18})$, что согласуется с оценкой работы [5].

Таким образом, проведенный упрощенный анализ показывает, что рассмотренный механизм воспламенения смеси за счет поставки активных центров из неравновесно возбужденного адсорбированного слоя вполне реален.

Поступила в редакцию 13/III 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. **В. Н. Панфилов, А. К. Петров.**— В сб.: Химия плазмы, № 6. М.: Атомиздат, 1979.
2. **M. N. Djidjoev, R. V. Khokhlov** et al.— In: Tunable Lasers and Applications. Springer — Verlag, 1976.
3. **M. E. Umstead, M. C. Lin.** J. Phys. Chem., 1978, 82, 18, 2047.
4. **К. С. Гочелашвили, И. В. Карлов** и др. Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, 11, 640.
5. **В. И. Гольданский, В. А. Намиот, Р. В. Хохлов.** ЖЭТФ, 1976, 70, 6, 2349.
6. **Н. В. Карлов, А. М. Прохоров.** УФН, 1976, 118, 4, 583.
7. **Д. Рэди.** Действие мощного лазерного излучения. М.: Мир, 1974.
8. **Г. А. Капралова, Е. М. Марголина, А. М. Чайкин.** Докл. АН СССР, 1971, 198, 3, 634.
9. **V. I. Egorov, Yu. M. Gershenzon** et al. Chem. Phys. Lett., 1973, 20, 1, 77.

УДК 622.235.5

ОПТИМАЛЬНЫЕ ВВ ДЛЯ РАЗГОНА ТЕЛ

Н. П. Пурыгин, С. В. Самылов, И. В. Санин

(Челябинск)

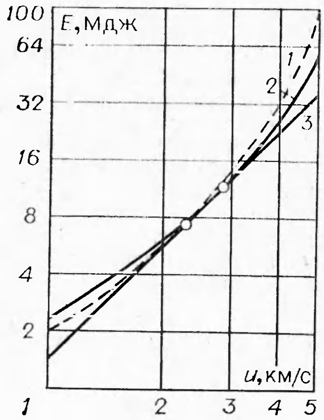
В литературе по физике взрыва рассматриваются различные аспекты проблемы метания тел продуктами взрыва (ПВ) (например, [1, 2]). В частности, представляет интерес задача о минимизации энергии заряда ВВ для разгона тела по заданной скорости. В [1], по существу, содержится решение этой задачи для плоской несжимаемой пластины и степенного уравнения состояния ПВ (при инициировании заряда с открытого торца), хотя в явном виде такая задача не сформулирована. В этой работе получен важный вывод, заключающийся в том, что энергия пластины практически определяется только калорийностью ВВ и отношением масс пластины и заряда ВВ.

Из формул, приведенных в [1], для кубического уравнения состояния ПВ (в дальнейшем будем рассматривать только этот случай) и неограниченной базы разгона путем алгебраических преобразований можно получить

$$E_{ВВ} = (27/128)Mu^2\omega^3/(\omega - 1)^2, \tag{1}$$

где $E_{ВВ}$ — энергия заряда ВВ, необходимая для разгона пластины массой M до скорости u; $\omega = D/u$; D — скорость детонации ВВ. При фиксированных значениях M и u $E_{ВВ} \sim f(\omega)$ и из (1) легко найти, что $E_{ВВ}$ имеет минимум при $\omega = 3$, т. е. при $D = 3u$.

Таким образом, минимальная затрата энергии заряда ВВ для разгона пластины имеет место только в том случае, когда скорость детонации ВВ втрое превышает скорость пластины. Такое ВВ можно считать оптимальным в смысле минимальной затраты энергии для разгона пластины до заданной скорости.



Энергия зарядов ВВ для метания пластин с $M=1$ кг.
1 — тротил, D=6,85 км/с; *2* — гексоген, D=8,50 км/с; *3* — оптимальное ВВ, $D=3u$.

Затраты энергии на разгон пластины массой 1 кг в диапазоне скоростей 1—5 км/с при использовании различных ВВ приведены на рисунке. Видно, что кривые конкретных ВВ расположены выше кривой оптимального ВВ и касаются этой кривой в точке $u = D/3$. В диапазоне скоростей $u = 2$—3 км/с энергия зарядов из тротила и гексогена превышает энергию заряда оптимального ВВ не более чем на 7%. Из изложенного следует, что для конкретного ВВ с фиксированной скоростью детонации $D = \mathrm{const}$ оптимальное использование его энергии при разгоне тел возможно лишь для одной скорости тела $u = D/3$. Диапазон скоростей тела можно расширить, взяв смесь различных ВВ.

Рассмотрим простейший случай смеси двух ВВ, предполагая, что скорость детонации такой смеси определяется удельной энергией смеси. Имеем Q, D. m — удельная энергия, скорость детонации и масса основного ВВ, $Q_д$, $D_д$, $m_д$ — те же параметры для добавочного ВВ. Весовая доля добавки $\alpha = m_д/(m + m_д)$. Найдем α в зависимости от скорости пластины и калорийности ВВ-добавки.

Скорость детонации смеси, по нашему предположению, находится из выражения $D_с = 4\sqrt{Q_с} = 4\sqrt{(1-\alpha)Q + \alpha Q_д} = D\sqrt{(1-\alpha) + \alpha \cdot Q_д/Q}$. Для оптимального заряда на основе смеси $D_с = 3\,u$, откуда

$$\alpha = [1 - (3u/D)^2]/(1 - Q_д/Q). \qquad (2)$$

Поскольку значение α не может быть отрицательным, из формулы (2) следует, что при $u/D < 1/3$ $Q_д < Q$.

Итак, для минимизации энергии заряда ВВ при $u/D < 1/3$ в заряд необходима добавка ВВ меньшей калорийности, чем основное ВВ. Это может быть и инертное вещество с $Q_д = 0$. Его доля определяется формулой (2) $\alpha_{ин} = m_{ин}/(m + m_{ин}) = 1 - (3u/D)^2$. Для случая $u/D > 1/3$ получаем $Q_д > Q$, т. е. для минимизации энергии заряда ВВ в этом случае необходима добавка ВВ более мощного, чем основное ВВ.

Таким образом, в рассмотренном идеализированном случае разгона плоской пластины с помощью ВВ имеется оптимальный заряд ВВ, при использовании которого затрачивается минимальная энергия для сообщения пластине заданной скорости.

Поступила в редакцию 17/III 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. А. К. Aziz, H. Hurwitz et al. Phys. Fluids, 1961, 4, 3, 380.
2. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.