

Электронная проводимость может возникнуть в результате термической ионизации или из-за увеличения плотности вещества в детонационной волне. Однако следует заметить, что плавное изменение плотности вещества за детонационным фронтом не согласуется с довольно резким падением проводимости от максимальной до остаточной. Аналогичное замечание относится и к характеру изменения температуры. Кроме того, так как потенциал ионизации продуктов взрыва $I \gg kT$ (где T — температура за фронтом детонации, k — постоянная Больцмана), термическая ионизация не может обеспечить полученные значения проводимости. Если же предположить, что на некотором этапе химической реакции образуются ионы с более низким потенциалом ионизации, то довольно хорошо можно объяснить ход распределения проводимости и ее величину, а также остаточную проводимость. Однако это предположение вступает в противоречие с шириной зоны химической реакции 1—1,5 мм.

Поступила в редакцию
29/IX 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Бриш, М. С. Тарасов, В. А. Цукерман. ЖЭТФ, 1959, 37, 6, 1543.
2. А. А. Бриш, М. С. Тарасов, В. А. Цукерман. ЖЭТФ, 1960, 38, 1, 22.
3. А. Г. Иванов, Ю. Н. Тюняев и др. ФГВ, 1969, 5, 3, 369.
4. Я. И. Френкель. Статистическая физика. Л., Изд-во АН СССР, 1948.
5. В. С. Трофимов, А. Н. Дремин. ФГВ, 1966, 2, 3, 19.

УДК 662.311.8

ЭФФЕКТИВНАЯ ГЛУБИНА ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В НИТРОГЛИЦЕРИНОВЫХ ПОРОХАХ

В. Ф. Михеев, В. Ф. Жданов, С. С. Хлевной
(Новосибирск)

При исследовании зажигания порохов и ВВ световым излучением важно знать, какова эффективная глубина поглощения света в веществе. Для более прозрачного вещества она больше по сравнению с менее прозрачным, и это приводит к существенным различиям в распределении температуры вещества при нагреве светом.

Эффективную глубину поглощения можно оценить, если заранее задать какой-либо закон убывания интенсивности поглощаемого потока в толще вещества. Удобной и чаще всего применяемой зависимостью такого рода является экспоненциальный закон Бугера—Ламберта

$$q(x) = B_1 \cdot q_0 \exp(-\sigma x), \quad (1)$$

где q_0 — плотность падающего на поверхность потока излучения, $\text{кал/см}^2 \cdot \text{сек}$; σ — показатель прозрачности, $1/\text{см}$; B_1 — коэффициент поглощения вещества ($B_1 < 1$).

Величина, обратная σ , характеризует толщину слоя вещества, в котором плотность потока излучения падает в e раз.

Рассмотрим нестационарную задачу теплопроводности для полупрозрачного серого ($B_1 < 1$) полупрозрачного ($\sigma \neq \infty$) тела при гра-

ничном условии 2-го рода. Теплопроводность λ и температуропроводность a известны и не зависят от температуры. Потери тепла (конвекция и излучение) с нагреваемой поверхности пренебрежимо малы. Поглощение света по толщине подчиняется зависимости (1).

Дифференциальное уравнение данной задачи имеет вид

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left[\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{B_1 \sigma \cdot q_0}{\lambda} \exp(-\sigma x) \right], \quad (2)$$

где $t = T - T_0$ — избыточная температура при нагреве тела. Краевые условия:

$$\lambda \frac{\partial t(0, \tau)}{\partial x} = 0,$$

$$t(x, 0) = 0, \quad t(\infty, \tau) = 0. \quad (3)$$

Распределение температуры в полуограниченном теле по времени, полученное при решении (2), (3) [1], выражается зависимостью

$$t(x, \tau) = \frac{B_1 \cdot q_0}{\lambda} \left[2 \sqrt{\frac{a\tau}{\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{4a\tau}\right) - x \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{a\tau}}\right) \right] - \frac{B_1 q_0}{\lambda \sigma} \left\{ \exp(\sigma x) - \frac{1}{2} \left[\exp(\sigma x + a\sigma^2 \tau) \operatorname{erfc}\left(\sigma\sqrt{a\tau} + \frac{x}{2\sqrt{a\tau}}\right) + \exp(-\sigma x + a\sigma^2 \tau) \operatorname{erfc}\left(\sigma\sqrt{a\tau} - \frac{x}{2\sqrt{a\tau}}\right) \right] \right\}. \quad (4)$$

Из (4) легко получить зависимость разогрева поверхности ($x=0$) от времени:

$$t(0, \tau) = \frac{2 B_1 q_0 \sqrt{a\tau}}{\lambda \sqrt{\pi}} - \frac{B_1 q_0}{\lambda \sigma} [1 - \exp(a\sigma^2 \tau) \operatorname{erfc}(\sigma\sqrt{a\tau})]. \quad (5)$$

Первый член выражения (5) характеризует разогрев поверхности полуограниченного тела, вещество которого непрозрачно ($\sigma = \infty$, поглощение на поверхности) и отражает часть падающего потока ($1 - B_1 < 1$). Второй член (5) показывает, на какую величину уменьшается разогрев поверхности из-за поглощения потока в слое полупрозрачного вещества.

В начальный момент нагрева (при малых τ) влияние второго члена велико и тем больше, чем меньше σ (чем более прозрачно вещество). Так для $\sqrt{a\tau} = 10^{-2}$ см (это соответствует нагреву вещества с $a = 10^{-3}$ см²/сек в момент $\tau = 0,1$ сек) для $\sigma = 20$ 1/см второй член (5) составляет 85% от первого, а при $\sigma = 200$ 1/см — 33%.

С увеличением времени нагрева влияние прозрачности ослабляется и тем быстрее, чем больше σ (чем менее прозрачно вещество). Зависимость (5) при $\sigma\sqrt{a\tau} \rightarrow \infty$ стремится к асимптоте

$$t(0, \tau) = \frac{2 B_1 \cdot q_0 \sqrt{a\tau}}{\lambda \sqrt{\pi}} - \frac{B_1 q_0}{\lambda \sigma}. \quad (6)$$

Практически же произведение $\exp(a\sigma^2 \tau) \operatorname{erfc}(\sigma\sqrt{a\tau})$ не превышает 0,03 при $\sigma\sqrt{a\tau} = 20$; 0,06 при $\sigma\sqrt{a\tau} = 10$ и 0,11 при $\sigma\sqrt{a\tau} = 5$. Графически зависимости (5) и (6) в координатах $t(0, \tau) = f(\sqrt{a\tau})$ представлены на рис. 1.

Асимптота (6) отсекает от оси $\sqrt{\tau}$ отрезок

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sigma\sqrt{a}}. \quad (7)$$

Отсюда легко оценить σ , зная температуропроводность a и ε . Тангенс угла наклона асимптоты определяется выражением

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{2B_1 \cdot q_0 \sqrt{a}}{\lambda \sqrt{\pi}}. \quad (8)$$

По этой зависимости нетрудно оценить коэффициент поглощения B_1 при известных теплофизических коэффициентах вещества и падающем потоке q_0 . Если, например, нагревать пороха Н+сажа и Н одним и тем же падающим потоком, то отношение тангенсов углов наклона асимптот дает оценку коэффициентов поглощения пороха Н

$$B_1 = \frac{\operatorname{tg} \varphi_1}{\operatorname{tg} \varphi_2}, \quad (9)$$

так как поверхность пороха Н+сажа поглощает 97% света, т. е. можно считать, что падающий поток поглощается этим порохом полностью. Вместо пороха Н+сажа можно применить порох Н, на воспринимающую поверхность которого нанесен тонкий слой сажи.

Экспериментальная оценка величин σ и B_1 осуществлялась следующим образом. На поверхность цилиндрических таблеток порохов Н и Н+1% сажи (диаметр 20 мм, толщина 10—12 мм) наклеивались две ленточные микротермопары манганин—константан (толщина 5—6 мк). Базы термопары ~12—13 мм со спаем посередине. Рядом с образцом устанавливался медный калориметр-диск (диаметр 20 мм, толщина 4 мм), зачерненный ламповой сажей по воспринимающей поверхности. В калориметр впаивалась манганин-константановая термопара толщиной 0,15 мм. Облучаемые торцы образца и калориметра находились в одной плоскости, параллельной плоскости графитового излучателя световой установки [2]. После выведения излучателя на стационарный режим (температура графита ~2000°К) начиналось одновременное облучение образца и калориметра светом. Сигналы термопар подавались на быстродействующие электронные потенциометры ЭПП-0,92 мв. По разогреву калориметра (его масса и удельная теплоемкость меди известны) определялся падающий поток q_0 .

Значения σ и B_1 оценивались из кривых $\Delta T = T - T_0 = f(\sqrt{\tau})$ по зависимостям (7)—(9). При этом использовался известный коэффициент температуропроводности $a = 10^{-3}$ см²/сек. Типовые экспериментальные кривые для пороха Н и Н+сажа показаны на рис. 2.

Среднее значение ε для Н+сажа (по 15 опытам) 0,244 сек^{1/2} со среднеквадратичным отклонением ±10%. Отсюда показатель прозрачности для Н+сажа $\sigma = 115$ 1/см. Среднее значение ε для пороха Н (по 5 опытам) 1,92 сек^{1/2} со среднеквадратичным отклонением ±5%. Следова-

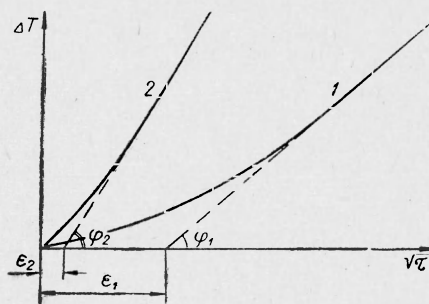


Рис. 1. Прозрачный порох (σ_1) с коэффициентом поглощения B_1 (1) и менее прозрачный порох (σ_2) с коэффициентом поглощения B_2 (2); $\sigma_1 < \sigma_2$, $B_1 < B_2$.

тельно, показатель прозрачности для пороха Н $\sigma = 15$ 1/см. Коэффициент поглощения для полированной поверхности этого пороха $B_1 = 0,89$ (по сравнению с порохом Н+сажа, зависимость (9)). Абсолютное значение коэффициента поглощения для пороха Н (учитывая, что Н+сажа отражает $\sim 3\%$) — $B_1 = 0,86$. Эта оценка хорошо согласуется с данными работы [3].

Заметим, что совершенно строго закон Бугера—Ламберта можно использовать только для монохроматического излучения. В нашем же случае использовался источник (графитовая пластина при температуре $\sim 2000^\circ\text{K}$), не удовлетворяющий этому требованию. Реальная картина поглощения излучения такого источника порохом очень сложная. В описанных выше опытах определены только эффективные величины. Получены они сравнением экспериментальных и теоретических (в асимптотическом представлении) разогревов поверхности.

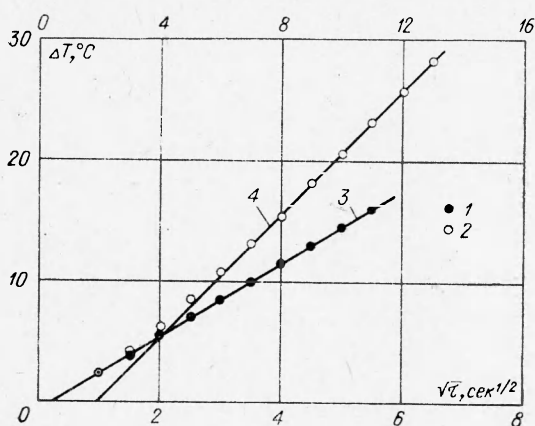


Рис. 2. Опытная зависимость $\Delta T = f(\sqrt{\tau})$. 1 — порох Н+сажа ($\sigma = 115$ 1/см; $B_1 = 0,97$); 2 — порох Н ($\sigma = 15$ 1/см; $B_1 = 0,86$); 3 — порох Н+сажа, нижний масштаб оси абсцисс; 4 — порох Н, верхний масштаб оси абсцисс.

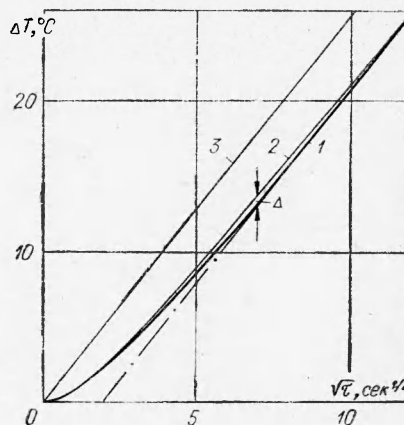


Рис. 3. Сравнение разогревов до выхода на асимптоту.

1 — эксперимент; 2 — расчет по формуле (5), $\sigma = 15$ 1/см, $B_1 = 0,86$; 3 — расчет по формуле (5), $\sigma = \infty$, $B_1 = 0,86$.

В такой ситуации имеет смысл сравнить экспериментальные кривые разогрева с расчетными по зависимости (5) с использованием найденных значений σ и B_1 на участке приближения к асимптоте (6). Такое сопоставление сделано для нескольких опытов с порохом Н, один из расчетов приводится на рис. 3. Экспериментальная кривая 1 удовлетворительно совпадает с рассчитанной кривой 2. Максимальное расхождение Δ между ними составляет $\sim 8 \div 11\%$ от величины члена

$$\frac{B_1 q_0}{\lambda \sigma} [1 - \exp(-a \sigma^2 \tau) \operatorname{erfc}(\sigma \sqrt{a \tau})].$$

Приведенные оценки оправдывают применение закона Бугера—Ламберта для определения эффективной величины показателя прозрачности.

В заключение отметим, что при нагреве поверхности пороха в опытах применялись сравнительно слабые потоки энергии излучения ($q_0 \approx 0,1$ кал/см²·сек), поскольку в таких условиях развитие конвекции у поверхности затрудняется [4] и теплоотдачей в окружающую среду можно пренебречь.

Кроме того, при слабом потоке поверхность пороха за время выхода на асимптотический режим нагревается умеренно (не более, чем до 40—50°C), поэтому есть основание пренебрегать потерями тепла на излучение и изменением теплофизических коэффициентов с температурой.

*Поступила в редакцию
21/II 1970*

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Данилевская. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1959, 3.
2. Э. В. Конев, С. С. Хлевной. ПМТФ, 1963, 2.
3. Э. В. Конев. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, 2.
4. Г. С. Амброк. Сб. «Исследование нестационарного тепло- и массообмена». Минск, 1966.