

Дремин и Трофимов [2] полагали  $\frac{\bar{u}^2}{\rho^{2/3}} = \text{const}$ , получив при этом

$$\Theta^2 = \gamma \frac{\bar{P}}{\rho} + \frac{5}{3} \bar{u}^2.$$

Выбирая  $F = \bar{\rho} \bar{u}^2$ , имеем  $\Theta^2 = \gamma \frac{\bar{P}}{\rho} + \frac{5}{2} (\gamma - 1) \bar{u}^2$ .

Очевидно, что результат зависит от положенных в основу рассмотрения физических предположений о зависимости интенсивности турбулентности от плотности давления, т. е. вида  $F$ , а правильность выбора  $F$ , по-видимому, может определить лишь эксперимент. Поэтому формальный выбор  $F$  в [2], преследующий цель — упростить вид специальных уравнений, не кажется более обоснованным, чем предположение в [1].

Поступила в редакцию  
1/IV 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. С. Рыбанин. ФГВ, 1966, 2, 1.
2. А. Н. Дремин, В. С. Трофимов. ФГВ, 1966, 2, 3.
3. И. А. Кибель, Н. Е. Кочин, Н. В. Розе. Теоретическая гидромеханика. М., «Наука», 1963.

УДК 541.1

### ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ИСКРЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПРЕДЕЛОВ ВЗРЫВАЕМОСТИ ПАРОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ ОРГАНИЧЕСКИХ ВЕЩЕСТВ

Ф. И. Муллаянов, В. С. Хакимов, А. Г. Акманов, Г. А. Варламов  
(Уфа)

В настоящее время проводятся интенсивные исследования в области лазерной фотохимии с целью изучения возможности инициирования фотохимических реакций лазерным излучением [1—5]. Трудности экспериментального осуществления такого рода реакций связаны с тем, что они носят селективный характер вследствие квантовой природы процесса. Проще осуществить взрывные реакции, используя тепловое действие сфокусированного излучения.

В настоящем исследовании лазерная искра применялась для определения температурных пределов взрываемости паровоздушной смеси органических веществ. Источником лазерного излучения служил лазер на неодимовом стекле с модуляцией добротности. Стержень из неодимового стекла имел длину 265 мм и диаметр 15 мм. Накачка осуществлялась импульсными ксеноновыми лампами ИФП-5000. Энергия импульса с полушириной 30 нс составляла 30 Дж. Плотность потока при этом составляла  $10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. В качестве модулятора добротности исполь-

Температурные пределы взрываемости исследованных веществ (° С)

| Вещество                   | Накаленное тело |         | Лазерная искра |         |
|----------------------------|-----------------|---------|----------------|---------|
|                            | нижний          | верхний | нижний         | верхний |
| Н-октан                    | —               | 49      | —              | 50      |
| Н-декан                    | 39              | 85      | 40             | 85      |
| Этиловый спирт             | —               | 41      | —              | 42      |
| Н-октиловый спирт          | 56              | —       | 55             | —       |
| Изопропиловый спирт        | —               | 37      | —              | 37      |
| Этилбензол                 | —               | 45      | —              | 45      |
| НИИС-4                     | —               | 41      | —              | 40      |
| Автотрансформаторное масло | 154             | 193     | 152            | 194     |
| Трансформаторное масло     | 122             | 163     | 120            | 163     |

зовались насыщающиеся фильтры из раствора полиметилового красителя в нитробензоле.

Для определения температурных пределов взрываемости паров веществ в воздухе использовался прибор типа ТП по ГОСТ 3922-68, представляющий реакционный сосуд диаметром 65 мм, высотой  $125 \pm 5$  мм с тремя горловинами. Первая горловина служит для ввода двухзонной термопары ТХК (точность  $\pm 0,2^\circ \text{C}$ ), позволяющей замерять температуру жидкости и паровоздушной среды. Вторая горловина служит для ввода спирали внутрь сосуда, третья — для сброса избыточного давления при воспламенении смеси. При зажигании импульсом лазерного излучения вторая и третья горловины служили для сброса избыточного давления при воспламенении смеси.

Реакционный сосуд заливали на 1/5 часть от объема исследуемым продуктом и помещали в термостат. Вначале проводилось поисковое испытание. Для этого, начиная примерно с комнатной температуры, через каждые 10 градусов (продукт выдерживается при данной температуре в течение 15 мин для установления равновесия между паровой и жидкой фазами) проводили испытание на воспламенение как лазерной искрой, возникающей в фокусе линзы с фокусным расстоянием 192 мм, так и включением на 4—5 с нагрева спирали. Воспламенением считается распространение пламени от фокуса линзы по всему объему или вертикально вверх до горловины. Выброс пробки без видимого пламени считали «отказом».

Полученные результаты зажигания накаленным телом и импульсом лазерного излучения при фокусировании линзой с фокусным расстоянием 192 мм приводятся в таблице. Видно, что разница между температурными пределами взрываемости исследованных веществ, найденных стандартным методом и с применением импульса лазерного излучения, находится в пределах ошибки опыта. При этом метод определения температурных пределов импульсом лазерного излучения имеет определенное преимущество: во-первых, это бесконтактный метод, поэтому нет необходимости вводить электроды в реакционный сосуд; во-вторых, при зажигании накаленной спиралью материал спирали взаимодействует с парами исследуемого вещества, особенно при исследовании галогеноорганических соединений, а при использовании лазерного излучения этот эффект исключается.

Поступила в редакцию  
12/V 1974

## ЛИТЕРАТУРА

1. I. H. Lee and R. Knystautas. AIAA. J., 1969, 7, 2.
2. P. Dumont, P. Montgolfier. J. Chim. Phys. et Phys.—Chim. Biol., 1971, 68, 9.
3. V. S. Letokhov. Science, 1973, 180, 4085.
4. J. Luman, J. Jensen. J. Phys. Chem., 1973, 77, 7.
5. В. И. Гольданский. Ж. Всес. хим. общ. им. Д. И. Менделеева, 1973, 18, 1.

УДК 536.46:533.6.011.5

### ОБТЕКАНИЕ КЛИНА НЕОДНОРОДНЫМ ПО СОСТАВУ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ РЕАГИРУЮЩЕГО ГАЗА

В. А. Грачев, В. Н. Строкин

(Москва)

Рассматривается обтекание клина сверхзвуковым потоком идеального совершенного газа, в котором происходят экзотермические химические реакции. В отличие от работ [1—3] исследуется случай, когда топливо в набегающем потоке сосредоточено лишь вблизи клина. Примем, что: а) профиль распределения массовой концентрации топлива подобен профилю концентраций в плоской турбулентной струе, границы которой над клином не изменяются за счет смешения, а газодинамические параметры набегающего потока постоянны; б) реакция горения после прохождения частицами газа ударной волны протекает в две стадии: первая — период индукции ( $\tau_i$ ) без тепловыделения, и вторая — период реакции или тепловыделения ( $\tau_r$ ).

За ударной волной, сидящей на носке клина, установившееся течение идеального совершенного газа описывается известными уравнениями газовой динамики и уравнением состояния:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \rho v &= 0, \quad (v \cdot \nabla) v + \frac{1}{\rho} \nabla p = 0, \\ \operatorname{div} \rho v \left( h + \frac{v^2}{2} + q_0 - q \right) &= 0, \quad p = \rho RT \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $v$ ,  $\rho$ ,  $p$  — скорость, плотность и давление газа,  $h = \gamma / (\gamma - 1) \cdot p / \rho$  — удельная энтальпия газа,  $q_0$  — запас химической энергии в расчете на единицу массы газа,  $q$  — энергия, выделившаяся в процессе реакции в единице массы газа к данному моменту времени,  $T$  — температура,  $R$  — газовая постоянная,  $\gamma$  — отношение удельных теплоемкостей.

В соответствии с предположением а) и считая также, что тепловыделение прямо пропорционально массовой концентрации топлива (при малых концентрациях), распределение величины  $q_0$  по ширине профиля запишем в виде [4]

$$q_0 = q_0(\psi) = q_m \left[ 1 - 6 \left( \frac{\psi - \psi_m}{\Delta\psi} \right)^2 + 8 \left( \frac{\psi - \psi_m}{\Delta\psi} \right)^3 - 3 \left( \frac{\psi - \psi_m}{\Delta\psi} \right)^4 \right]$$

при  $|\psi - \psi_m| < \Delta\psi$ ;

$$q_0 = 0$$

при  $|\psi - \psi_m| \geq \Delta\psi$ .

Здесь  $\psi$  — функция тока,  $\Delta\psi$  — ширина профиля,  $q_m$  — максимальное значение  $q_0$  на профиле ( $q_0 = q_m$  при  $\psi = \psi_m$ ).

Для определения закона тепловыделения по ширине зоны реакции, введем безразмерное время пребывания, отсчитываемое от момента прохождения частицами газа ударной волны

$$\varphi = \int_0^t \frac{dt}{\tau}, \quad (2)$$