

центрации ТНТ и некоторым ослаблением химических связей при наличии в молекуле возбужденных атомов.

Понижение температуры плавления ТНТ после вибрации до 346 К, по-видимому, объясняется как присутствием конденсированных продуктов распада, так и ослаблением связей в кристаллической решетке и появлением в кристаллах ТНТ большего числа микродефектов. Рентгенофазовый анализ образцов до и после виброагружения на установке ДРОН-2 показал, что в образцах после вибрации произошло уменьшение интенсивности дифракционных максимумов (рис. 4), связанное с возникновением нарушений кристаллической решетки, т. е. с возрастанием числа дефектов. Увеличение продолжительности виброобработки с 30 до 600 с при частоте 44 Гц и амплитуде 2,2 мм не изменяет вида рентгенограмм.

Уменьшение температуры плавления ТНТ может быть связано также с возрастанием концентрации в нем несимметричных тринитротолуолов и динитропроизводных толуола. Присутствие 2—5%-ного тротилового масла в техническом 2, 4, 6-тринитротолуоле снижает температуру его плавления до 350—348 К [4].

Таким образом, экспериментально установлены активация химической реакции распада ТНТ при вибрации, понижение температур плавления и интенсивного химического разложения, изменение структуры кристаллов и возрастание скорости разложения при невысоких температурах разогрева ТНТ, находящегося в твердом агрегатном состоянии. С появлением жидкой фазы в образце снижается скорость реакции разложения и уменьшается температура разогрева, вызываемого вибрацией. Обнаружено присутствие в обработанных вибрацией образцах ТНТ тринитробензальдегида, катализирующего его химический распад.

*Поступила в редакцию 12/VII 1983*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. П. Логинов, С. М. Муратов, Н. К. Назаров. ФГВ, 1976, 12, 3, 511.
2. Н. П. Логинов, С. М. Муратов, Н. К. Назаров. ФГВ, 1978, 14, 5, 155.
3. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М.: Наука, 1966.
4. Е. Ю. Орлова. Химия и технология бризантных взрывчатых веществ. Л.: Химия, 1973.
5. Л. В. Дубнов, В. А. Сухих, И. И. Томашевич. ФГВ, 1971, 7, 1, 147.
6. Е. Г. Аввакумов. Механические методы активации химических процессов. Новосибирск: Наука, 1979.
7. Ю. Я. Максимов, В. Ф. Сапранович, Н. В. Полякова.— В кн.: Вопросы теории взрывчатых веществ. Вып. 83. М., 1974.

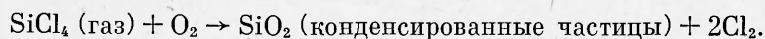
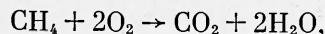
#### АЭРОДИНАМИКА ГАЗОВОГО ФАКЕЛА, СЛУЖАЩЕГО ИСТОЧНИКОМ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ

*А. Л. Ярин*  
(Москва)

В работе численно исследована аэродинамика и процессы тепло- и массопереноса в ламинарном факеле, служащем источником частиц кремнезема при производстве сверхчистых заготовок для оптических волноводов [1] (обзор различных методов создания таких заготовок, а также проблемы волоконной оптики в целом также рассматриваются в [1]). Определено воздействие спутного потока воздуха на поток твердых частиц, создаваемый факелом. Подобные задачи возникают также в связи с производством сажи [2].

В рассматриваемом случае в бунзеновскую горелку поступает гомогенная смесь газов  $\text{CH}_4$ ,  $\text{O}_2$  и  $\text{SiCl}_4$ , которая сгорает в факеле. Химиче-

ское реагирование протекает в соответствии с брутто-реакциями



Пары  $\text{SiCl}_4$  интенсивно реагируют с кислородом лишь при достаточно высокой температуре (реакция слабоэкзотермическая и имеет большую энергию активации), создаваемой пламенем метана. В первом приближении тепло, выделяющееся при конденсации  $\text{SiO}_2$ , может быть включено в теплотворную способность  $\text{SiCl}_4$ , причем суммарный тепловой эффект второй реакции в сравнении с первой и его влияние на характеристики факела малы, так как вторая реакция протекает значительно медленней первой из-за большой энергии активации. Частицы стекла в конце факела осаждаются на затравочный стержень и создают на нем заготовку для вытягивания стекловолокна (метод внешнего парофазного осаждения).

Радиус конденсированных частиц не превосходит  $a_0 = 0,1$  мкм [1]. Характерное время выравнивания скоростей частиц и газа  $\tau_1 = 2/9 \cdot a_0^2 \rho' / \mu \simeq 0,1$  мкс ( $\rho'$  — плотность вещества частиц,  $\mu$  — вязкость газа); время выравнивания температур того же порядка  $\tau_2 = a_0^2 \rho' c' / 3\lambda \simeq 0,1$  мкс ( $c'$  — удельная теплоемкость вещества частиц,  $\lambda$  — теплопроводность газа). С другой стороны, характерное гидродинамическое время в факеле  $\tau_3 = l/u_0 \simeq 0,1$  с, где  $l$  — величина порядка длины факела ( $\sim 0,1$  м);  $u_0$  — скорость истечения газа из сопла ( $\sim 1$  м/с). Поскольку  $\tau_3 \gg \tau_1, \tau_2$ , аэродинамику факела можно исследовать в односкоростном и однотемпературном приближении. Оценивая по формуле Эйнштейна коэффициент броуновской диффузии «газа частиц»  $D' = kT/(6\pi\mu a_0) \simeq 10^{-10}$  м<sup>2</sup>/с ( $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура) и сравнивая его с коэффициентом диффузии газа  $D \simeq 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/с, видим, что диффузией «газа частиц» можно пренебречь. В случае образования кластеров частиц приведенные оценки показывают, что принятое приближение остается справедливым по крайней мере до их размеров порядка 10 мкм; для еще больших размеров необходимо вводить в рассмотрение скорость и температуру «газа кластеров», не равные соответствующим величинам для газа.

С учетом сделанных оценок при обычных предположениях уравнения свободного осесимметричного пограничного слоя химически реагирующих газов с дисперсной примесью имеют вид

$$\rho u (1 + \kappa) \frac{\partial L}{\partial x} + \rho v (1 + \kappa) \frac{\partial L}{\partial y} = \frac{1}{K} \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu y \frac{\partial L}{\partial y} \right) + \sum_{i=1}^2 S_i \chi_i,$$

$$\frac{\partial}{\partial x} [\rho u y (1 + \kappa)] + \frac{\partial}{\partial y} [\rho v y (1 + \kappa)] = 0, \quad \rho T = 1, \quad \mu = T^n.$$

В безразмерных уравнениях количества движения, распространения тепла, диффузии газообразного топлива, кислорода, исходного газа для получения частиц ( $\text{SiCl}_4$ ) и «газа частиц» величины  $L$ ,  $K$  и  $S_i$  принимают значения, указанные в таблице. Здесь приняты обозначения:  $x$  и  $y$  — продольная и радиальная координаты в факеле, отнесенные соответственно к  $r_0 \text{Re}$  и  $r_0$  ( $r_0$  — радиус сопла,  $\text{Re}$  — число Рейнольдса, вычисленное по условиям истечения). Продольная и радиальная скорости  $u$  и  $v$  отнесены соответственно к  $u_0$  и  $u_0/\text{Re}$ , температура  $T$  — к температуре газа на срезе сопла  $T_0$ , вязкость газа  $\mu$  и его плотность  $\rho$  — к соответствующим начальным значениям  $\mu_0$  и  $\rho_0$ . Концентрации метана, кислорода и  $\text{SiCl}_4$  обозначены  $c$ ,  $c_1$  и  $c_2$ , а концентрация частиц —  $\kappa$ . Безразмерные теплоты реакций  $\phi_i = Q_i/(c_p T_0)$ ;  $Q_i$  — теплотворная способность  $\text{CH}_4$  ( $i=1$ ) и  $\text{SiCl}_4$  ( $i=2$ );  $c_p$  — теплоемкость при постоянном

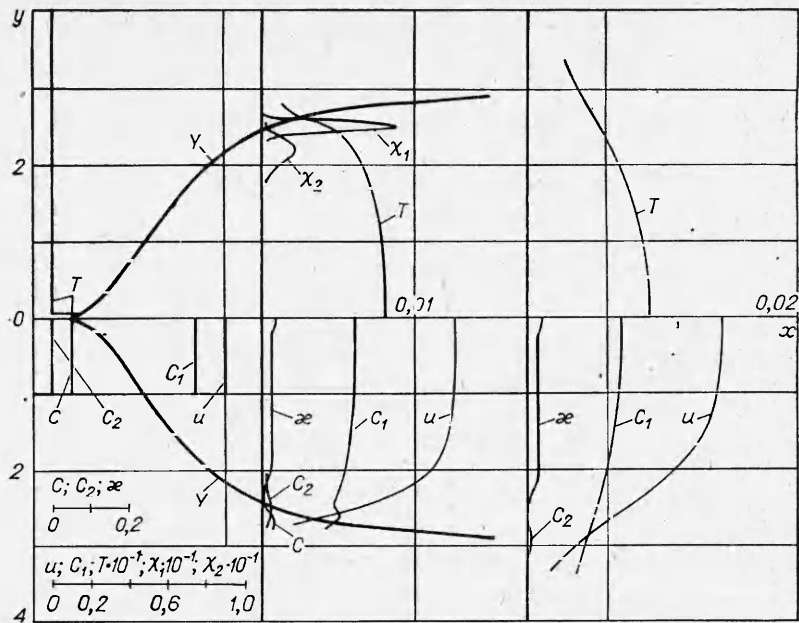


Рис. 1.

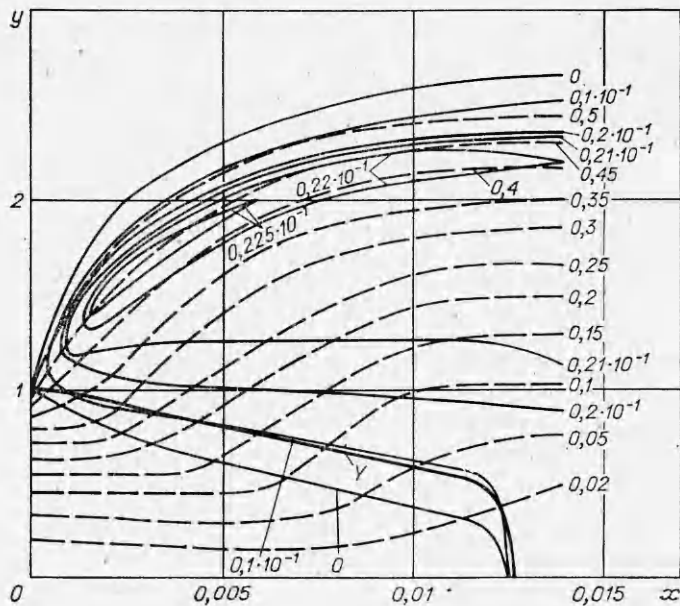


Рис. 2.

давлении. Скорости реакций определяются по закону Аррениуса

$$\chi_1 = \frac{A_1}{T^2} (1 + \kappa)^2 c c_1 \exp\left(-\frac{1}{\Theta_1 T}\right), \quad \chi_2 = \frac{A_2}{T^2} (1 + \kappa)^2 c_1 c_2 \exp\left(-\frac{1}{\Theta_2 T}\right),$$

$$A_i = \frac{\rho_0^2 k_i r_0^2}{\mu_0}, \quad \frac{1}{\Theta_i} = \frac{E_i}{RT_0}.$$

Здесь  $k_i$  и  $E_i$  — предэкспоненциальный множитель и энергия активации;  $R$  — газовая постоянная;  $\sigma_i$  — стехиометрические коэффициенты;  $Pr$  и  $Sc$  — числа Прандтля и Шмидта. В качестве условий при  $x=0$

| $L$ | $K$ | $S_1$         | $S_2$         | $L$      | $K$      | $S_1$       | $S_2$       |
|-----|-----|---------------|---------------|----------|----------|-------------|-------------|
| $u$ | 1   | 0             | 0             | $c_1$    | Sc       | $-\sigma_1$ | $-\sigma_2$ |
| $T$ | Pr  | $\vartheta_1$ | $\vartheta_2$ | $c_2$    | Sc       | 0           | -1          |
| $c$ | Sc  | -1            | 0             | $\kappa$ | $\infty$ | 0           | $\sigma_3$  |

задаются равенства

$$u = 1, T = 1, c = c_0, c_1 = c_{10}, c_2 = c_{20}, \kappa = 0 \quad (0 \leq y < 1),$$

$$u = u_\infty, T = T_\infty, c = 0, c_1 = c_{1\infty}, c_2 = 0, \kappa = 0 \quad (1 \leq y < \infty),$$

а граничные условия при  $x > 0$  имеют вид

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial c}{\partial y} = \frac{\partial c_1}{\partial y} = \frac{\partial c_2}{\partial y} = \frac{\partial \kappa}{\partial y} = 0 \quad (y = 0),$$

$$u = u_\infty, T = T_\infty, c = 0, c_1 = c_{1\infty}, c_2 = 0, \kappa = 0, \quad (y = \infty),$$

что соответствует возможности спутного движения воздуха на внешней границе факела.

Наличие у задачи интегрального инварианта — избыточного импульса  $\int_0^\infty \rho u y (1 + \kappa) (u - u_\infty) dy = \text{const}(x)$  — позволяет при  $u_\infty \neq 1$  ввести переменные

$$\xi = x, \quad \eta = \frac{1}{1 - u_\infty} \int_0^y \rho u y (1 + \kappa) (u - u_\infty) dy,$$

преобразовать область интегрирования в полуполосу конечной ширины и использовать для интегрирования метод прямых. Подобный подход применялся для расчета гомогенных метановоздушных факелов в работе [3], где приведены некоторые подробности конечно-разностной схемы.

В расчетах приняты следующие значения параметров [3, 4]:  $c_0 = 0,1$ ,  $c_{10} = 0,85$ ,  $c_{20} = 0,05$ ,  $T_\infty = 1$ ,  $c_{1\infty} = 0,2$ ,  $n = 0,76$ ,  $A_1 = A_2 = 0,4 \cdot 10^9$ ,  $\vartheta_1 = 50$ ,  $\vartheta_2 = 2,35$ ,  $1/\Theta_1 = 30$ ,  $1/\Theta_2 = 49,4$ ,  $\text{Pr} = \text{Sc} = 0,65$ ,  $\sigma_1 = 3,6$ ,  $\sigma_2 = 0,225$ ,  $\sigma_3 = 0,422$ . Полученные результаты иллюстрируются рис. 1—3. На рис. 1 показано изменение профилей скорости, температуры, концентраций и скоростей химических реакций вдоль факела с  $u_\infty = 0$ , стабилизированного горячей точкой в центре сопла ( $T(x=y=0) = 2,25$ ). Здесь же показана граница факела  $Y$ . На рис. 2 представлена картина линий тока (штриховые) и равной концентрации частиц стекла (сплошные) в факеле с  $u_\infty = 0$ , стабилизированном горячим кольцом на кромке сопла ( $T(x=0, y=1) = 13$ ). При стабилизации в центре и на кромке сопла проведены расчеты для  $u_\infty = 0$ ; 0,5 и 1,5. Полученные конфигурации внешних границ потока конденсированных частиц  $Y_1$  показаны на рис. 3 (сплошные линии — стабилизация горячим кольцом, штриховые — стабилизация горячей точкой в центре сопла).

Расчеты показали, что увеличение скорости спутного потока приводит к

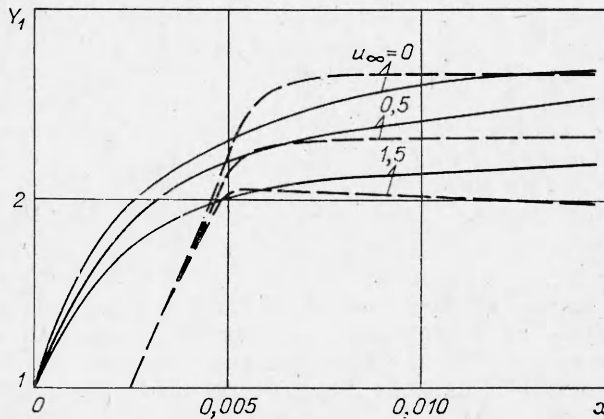


Рис. 3.

сужению потока частиц на выходе из факела независимо от способа его стабилизации. Так, при стабилизации факела в центре сопла увеличение  $u_\infty$  от 0 до 1,5 приводит к сужению потока частиц в 1,34 раза, а при поджигании горячим кольцом — в 1,24 раза. Полученные результаты имеют ясный кинематический смысл. Например, в центральной области факела, стабилизированного горячей точкой в центре сопла,  $\rho \approx \text{const}$ ,  $\kappa \ll 1$ , и в соответствии с уравнением неразрывности  $2 \frac{\partial v}{\partial y} = - \frac{\partial u}{\partial x}$  (в этой области  $v \sim y$ ;  $\frac{\partial v}{\partial y} = \frac{v}{y}$ ). При  $u_\infty < 1$  рост скорости спутного потока ведет к уменьшению  $\left| \frac{\partial u}{\partial x} \right|$  ( $\frac{\partial u}{\partial x} < 0$ ) и, следовательно, к падению поперечной скорости  $v$  и замедлению расширения центральной области факела, в которой сосредоточены частицы  $\text{SiO}_2$  (при  $u_\infty > 1$  расширение этой области еще более замедляется).

Поступила в редакцию 11/VII 1983,  
после доработки — 27/XII 1983

#### ЛИТЕРАТУРА

1. П. К. Шульц, ТИИЭР, 1980, 68, 10.
2. П. А. Теснер. Образование углерода из углеводородов газовой фазы. М.: Химия, 1972.
3. К. Е. Джаугаштин, А. Л. Ярин. ФГВ, 1978, 14, 3.
4. D. R. Powers. J. Amer. Ceram. Soc., 1978, 61, 7—8.

### ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ВОЗБУЖДАЮЩЕГО ИМПУЛЬСА НА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ АЗИДА СВИНЦА К ДЕЙСТВИЮ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Е. И. Александров, В. П. Ципилев  
(Томск)

Наличие характерных внутренних масштабов длительности протекания любого физического явления придает особое значение исследованиям влияния временных факторов на изучаемый процесс. Неизбежно отражаясь на ходе получаемых зависимостей, это обстоятельство способствует как идентификации, так и более глубокому пониманию механизма явления.

Предлагаемая работа предпринята с целью конкретизации модельных представлений об иницировании ВВ лазерным излучением как результате возникновения тепловой неустойчивости в окрестности поглощающей микронеоднородности субмикронных размеров  $R_0$  [1]. На основании экспериментального изучения зависимости пороговой энергии иницирования азидов свинца от длительности возбуждающего импульса оценены основные характеристики очагов разогрева.

Исследовалось влияние длительности лазерного воздействия  $\tau_n$  в диапазоне  $(7,5 \div 700) \cdot 10^{-9}$  с, перекрывающем ожидаемые характерные времена тепловой релаксации  $t_x = R_0^2 / \alpha_2 \approx 10^{-7}$  с, на порог иницирования пресованного азидов свинца. За исключением изменений, внесенных в конструкцию задающего генератора и обеспечивающих возможность варьирования длительности излучения в указанных пределах, схема эксперимента повторяла приведенную в [2]. Управление длительностью генерации достигалось за счет наложения дополнительного короткого ( $5 \cdot 10^{-8}$  с) токового импульса через лампы накачки по достижении в активном элементе близкой к пороговой инверсной населенности