

УДК 621.373.826 : 535.21

**ВЛИЯНИЕ ПОГЛОЩАЮЩИХ ПРИМЕСЕЙ  
НА ЗАЖИГАНИЕ ВВ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ**

*Е. И. Александров, А. Г. Вознюк, В. П. Ципилев*  
(Томск)

Исходя из представлений о начальной стадии инициирования ВВ как изменении его состояния в результате передачи энергии от инициирующего фактора, следует ожидать корреляции между поглощающей способностью и чувствительностью ВВ к действию светового импульса. Уже в одной из первых работ по лазерному зажиганию ВВ [1] указано на возможность снижения порога инициирования взрывчатого разложения слабо поглощающих веществ введением металлических или диэлектрических примесей с большим коэффициентом экстинкции. Вместе с тем, несмотря на кажущуюся очевидность формулировки общего принципа подхода к пониманию существа задачи влияния поглощающих примесей на лазерное инициирование ВВ, эффект от их введения во многом определяется конкретной экспериментальной ситуацией, требующей тщательного анализа.

В предлагаемой работе в качестве примера рассмотрен случай пресованных порошков ВВ, представляющих для света видимого и ближнего ИК-диапазона спектра, как правило, типичную диффузно рассеивающую среду (ДРС) с плотной упаковкой рассеивателей.

В описании оптических свойств ДРС существуют значительные трудности [2], связанные с недостаточным количеством доступных для измерения параметров. Поэтому оптические свойства ВВ и их изменения при введении примесей моделировались методом Монте-Карло в предположении нормального падения света на полубесконечный слой вещества. В расчетах прослеживалась судьба  $10^3 \div 10^4$  фотонов с последующим статистическим осреднением результатов. Длина свободного пробега фотонов  $l_i$  и индикатрисы рассеяния задавались общепринятым способом [3, 4]: для сферической ( $\chi = 1$ ) и вытянутой ( $\chi = 1 + \mu$ ) индикатрис алгоритмы имели вид

$$\chi = 1, \begin{cases} \cos \nu = 2\xi_1 - 1, \\ \varphi = 2\pi\xi_2, \end{cases} \quad \chi = 1 + \mu, \begin{cases} \cos \theta = \mu = 2\sqrt{\xi_1 - 1}, \\ \sin \psi = \sin(2\pi\xi_2), \end{cases}$$

где  $\nu, \varphi$  — полярный и азимутальный углы рассеяния;  $\theta, \psi$  — соответствующие углы в системе координат фотона;  $l_i = -\tau \ln \xi_3$ ;  $\tau = \frac{1}{\alpha + \beta}$  — средняя длина пробега фотона;  $\alpha, \beta$  — показатели поглощения и рассеяния элементарного объема;  $\xi_{1-3}$  — независимые равномерно распределенные на интервале  $[0 \div 1]$  случайные числа.

Статистическое осреднение результатов осуществлялось по объему  $\tau^3$ . Поскольку поглощение световой энергии в каждом элементарном объеме среды прямо пропорционально пространственной освещенности, последняя принималась за основную характеристику светового поля. Расчеты показали, что в общем случае распределение пространственной освещенности по объему ВВ (световой режим) сложным образом зависит от ряда параметров — выживаемости фотонов  $\Lambda = \beta/(\alpha + \beta)$ , радиуса светового пучка  $r$ , формы индикатрисы  $\chi$ , показателя преломления вещества  $n$ .

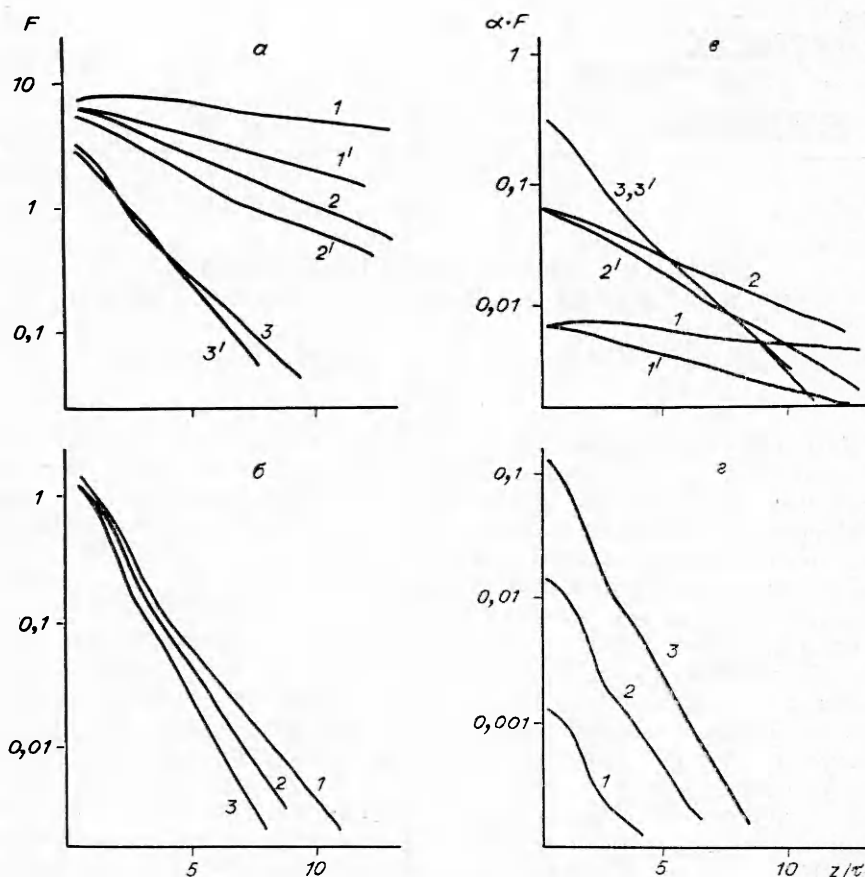


Рис. 1. Нормированное распределение пространственной освещенности (а) и мощности тепловых источников (б) по глубине полубесконечного поглощающего слоя ВВ;  $\rho = 0,827$  (1),  $0,604$  (2),  $0,258$  (3);  $n = 1,5$ .  
 —  $r/\tau \rightarrow \infty$ ; - - -  $r/\tau = 10$ ; - · - · -  $r/\tau = 0,5$ .

В результате проведенных расчетов выявлено, что с ростом значений  $\Lambda$  и  $r$  на некоторой глубине  $z$  по оси светового пучка происходит формирование максимума освещенности, в котором пространственная освещенность  $E_0$  может значительно превысить поверхностную  $E$ , создаваемую падающим пучком. Это превышение  $F = E_0/E$  асимптотически достигает предсказанного в [5] предельного значения  $F_{\text{пр}} = 16n^3/(n+1)^2$ . Очевидно, что в терминах используемой расчетной модели введение поглощающих примесей эквивалентно уменьшению значения  $\Lambda$ , которое, в свою очередь, непосредственно влияет на коэффициент отражения ДРС  $\rho$ . Исключая из рассмотрения переменную  $\Lambda$  путем перехода к экспериментально измеряемой величине  $\rho$ , в соответствии с представленными на рис. 1—4 данными, удастся сделать важные для понимания и описания процесса взаимодействия лазерного излучения с реальными ВВ выводы.

1. Для любого реального ВВ, обладающего  $0,1 \leq \rho \leq 0,9$ , существует четко выраженный предельный размер светового пятна  $r_0$ , при котором практически достигается максимальное локальное значение  $F$  ( $\max F$ ), и дальнейшее увеличение  $r$  ведет только к росту эффективного размера освещенной области ВВ.

2. Для  $r \geq r_0$  значение  $\max F$  определяется только параметрами  $\rho$  и  $n$ , причем зависимость  $\max F(\rho)$  при фиксированном  $n$  можно принять в первом приближении линейной в пределах

$$\left[ 1 - \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} \right] \leq \max F(\rho) \leq \frac{16n^3}{(n+1)^2}$$

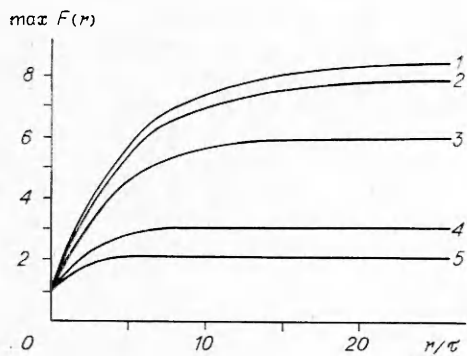


Рис. 2. Зависимость максимального превышения пространственной освещенности над поверхностной, создаваемой падающим пучком, от размера облучателя;  $n = 1,5$ ;  $\rho = 1,0$  (1), 0,827 (2), 0,604 (3), 0,258 (4), 0,164 (5).

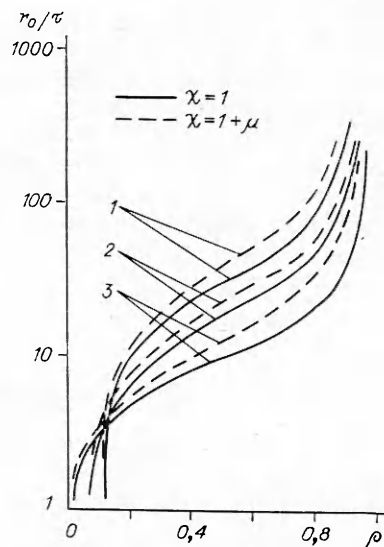


Рис. 3. К оценке радиуса  $r_0$ ;  $n = 1,85$  (1), 1,5 (2), 1,0 (3).

при изменении величины  $\rho$  от минимальной, определяемой френелевскими потерями  $\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$ , до 1.

3. Бугеровское приближение применимо в случае очень узких ( $r \ll \ll r_0$ ) световых пучков, поскольку физическое существование  $r_0$  связано с вкладом многократно рассеянных фотонов в формирование максимума освещенности и характеризует также размер ореола рассеяния в плоскости  $z$  ( $\max E_0$ ), или при малых  $\rho$ , когда этим вкладом можно пренебречь.

Развивая изложенные ранее [6] общие представления о механизме инициирования ВВ импульсным лазерным излучением и используя полученные выше данные, попытаемся представить возможное влияние поглощающих добавок на критические световые потоки.

Пусть в основе процесса инициирования лежит разогрев отдельных поглощающих включений или других оптических неоднородностей с образованием локальных тепловых очагов и для распространения процесса взрывчатого разложения вещества на весь объем достаточно достижения критических условий в отдельном очаге [7]. Тогда введение поглощающих примесей будет способствовать образованию дополнительных центров разогрева, влияя на статистические характеристики результата воздействия. Но одновременно, если заметно уменьшается значение  $\rho$ , падает и освещенность включений, в силу чего порог инициирования должен соответственно возрасти. На рис. 5 приведены зависимости  $W_{\pi} \sim 1/\max F$

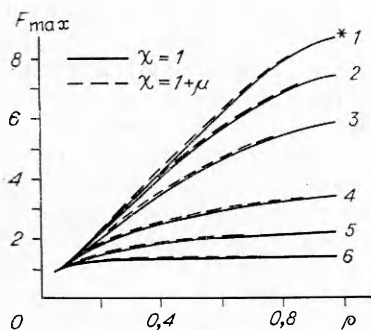


Рис. 4. Зависимость  $F_{\max}$  от коэффициента диффузного отражения  $\rho$  при освещении пучком радиуса  $r \geq r_0$  (1),  $r = 10\tau$  (2),  $5\tau$  (3),  $2\tau$  (4),  $1\tau$  (5),  $0,5\tau$  (6);  $n = 1,5$ ;  
\* -  $\lim F_{\max} = 16 n^3 / (n + 1)^2$ .

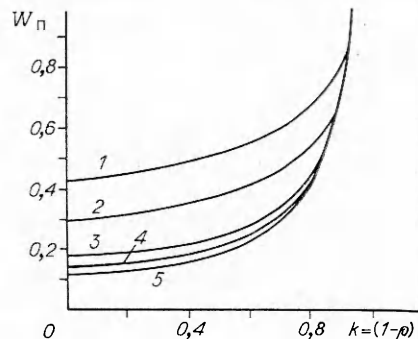


Рис. 5. Зависимость относительного порога инициирования от коэффициента поглощения вещества  $k = (1 - \rho)$ ;  $n = 1,5$ ;  $r/\tau = 1$  (1), 2 (2), 5 (3), 10 (4), 50 (5).

как функции коэффициента отражения  $\rho$ , иллюстрирующие указанный рост для различных радиусов светового пучка, которые показывают, что с увеличением  $r$  эффект снижения чувствительности от введения примеси будет проявляться сильнее, достигая насыщения при  $r \geq r_0$ .

Совершенно иная ситуация возникает, если существует механизм усреднения, который позволяет рассматривать освещаемую зону как единый очаг с начальным распределением температур, в простейшем случае (в пренебрежении нелинейными тепловыми процессами на стадии образования очага) повторяющим распределение освещенности

$$T(x, y, z) = \frac{\alpha E_0(x, y, z) t}{c_0 \rho_0},$$

где  $\rho_0$  и  $c_0$  — плотность и теплоемкость ВВ;  $t$  — длительность лазерного воздействия.

На рис. 1, б обращает внимание опережающий рост мощности теплового источника в максимуме тепловыделения, а следовательно, и достижимых в очаге разогрева температур  $T_{\max}$  над ростом доли использованного света  $k = (1 - \rho)$ , т. е. при  $k_2 > k_1$  всегда  $\frac{T_{\max}(k_2)}{T_{\max}(k_1)} > \frac{k_2}{k_1}$ . В результате введения поглощающей примеси и уменьшения значения  $\rho$  поглощаемая энергия выделяется все более концентрированно, возрастает как запас тепла в очаге, так и его температура. Поэтому в приближении теории теплового взрыва [8] следует ожидать заметного увеличения чувствительности ВВ.

Однако, поскольку очаг разогрева образуется на поверхности, возникновение реакции разложения неизбежно сопровождается интенсивным газоотводом, которому введение примесей будет способствовать за счет сокращения эффективной глубины очага. Поэтому возникает вопрос о достаточности условий для развития процесса. В качестве такого критерия достаточности в случае локализации тепловой энергии в отдельных центрах ранее рассматривалось условие  $z > z_{\text{кр}}$  ( $z_{\text{кр}}$  — глубина залегания очага [9]). При образовании единой зоны разогрева могут оказаться более удобны критерии, вытекающие из теории нестационарного горения [10].

Считая начальный очаг взрывчатого разложения ВВ газообразным и ограниченным изотермической поверхностью  $T = T_r$  ( $T_r$  — температура газификации вещества), для выхода на послойный режим горения примем, в соответствии с [10, 11], за возможный критерий условие, что градиент температур на поверхности к-фазы ВВ, ограничивающей очаг, в момент окончания лазерного воздействия не должен превышать некоторый критический  $f_0$ . Отсюда сразу же становится понятной причина безуспешных попыток инициирования ВВ с открытой поверхностью импульсами лазерного излучения с интенсивностью ниже порога образования мощных ударных волн [12]. Несмотря на то что вклад энергии в область возбуждения ВВ позволяет создать очаг интенсивного разложения, сильное рассеяние или поглощение света в приповерхностном слое вещества приводит к образованию температурных градиентов на его границе, существенно превышающих критические  $f_0$ . Значения этих градиентов, как следует из анализа полученных выше расчетных данных, могут быть только увеличены с ростом интенсивности иницирующего импульса или введением поглощающих примесей.

Зажигание становится возможным при воздействии на ВВ световым импульсом с длительностью  $t$ , достаточной для прогрева приповерхностного слоя за счет теплопроводности на глубину  $L \sim \sqrt{\alpha_0 t} \geq T_r / f_0$ , т. е. время воздействия должно превышать  $t_0 \approx \frac{T_r^2}{\alpha_0 f_0^2}$  ( $\alpha_0$  — температуропроводность вещества), что согласуется с представлениями [13, 14] о природе верхнего предела при световом зажигании порохов.

Для реализации процесса зажигания короткими световыми импульсами длительностью  $t < t_0$  используют защитные стекла [15]. Согласно приведенным выше рассуждениям, их роль должна состоять в том, что наличие стекла, затрудняя газоотвод из начального очага разложения и повышая давление над поверхностью ВВ до определенного порогового значения, приводит к росту скорости устойчивого горения и соответственно ее возникающему в начальном очаге градиенту температур. Отметим, что начальный очаг мал, и за счет прорыва продуктов реакции в массив непрореагировавшего ВВ при наличии достаточно высокой газопроницаемости (или вдоль поверхности контакта стекло — ВВ) всегда имеется вероятность резкого сброса давления, способного привести к потуханию [11], что подтверждают имеющиеся экспериментальные данные по влиянию давления прессования ВВ на порог лазерного инициирования взрыва [16, 17]. С ростом давления прессования снижается пористость и газопроницаемость образца ВВ, увеличивается усилие прижатия стекла к ВВ и, как следствие [6], повышается чувствительность.

В процессе развития очага его объем и давление монотонно увеличиваются, растет усилие, прикладываемое со стороны очага к защитному стеклу, и если оно разрушается раньше, чем произойдет переход в режим конвективного горения, также возможен критический сброс давления. Поэтому и условие перехода в режим конвективного горения также представимо в виде  $p > p_{кр}$ . Введение примеси, повышая концентрацию поглощаемой в объеме ВВ световой энергии, способствует достижению в очаге разложения значений  $p_{кр}$  при меньших световых потоках, т. е. снижению порога инициирования, если защитное стекло обладает достаточной прочностью для удержания в очаге требуемого давления. Следовательно, влияние примеси (даже качественно) во многом определяется условиями взаимодействия.

Таковы в общих чертах основные особенности, которые необходимо учитывать при анализе влияния поглощающих примесей на процесс лазерного инициирования ВВ. Кроме того, нужно иметь в виду, что примеси по отношению к протекающим при взрыве химическим превращениям можно разделить на два типа — инертные и активные, способные влиять на скорость и направление превращений в качестве катализатора, ингибитора, включаясь непосредственно в цепь реакций (возможно, с образованием новых продуктов) или изменяя их относительные концентрации. Несмотря на некоторую условность подобного деления, поскольку даже инертные примеси изменяют теплопроводность, теплоемкость, плотность ВВ и тепловой эффект реакции, тем самым влияя на процесс горения, оно может быть полезным. Но эти обстоятельства заслуживают отдельного анализа в каждом конкретном опыте и в данной работе не рассматриваются.

Для доказательства правомерности использования приведенных выше рассуждений достаточно указать на существование системы ВВ + поглощающая примесь, характер влияния которой зависел бы от прочности защитного стекла. В качестве такой системы рассмотрим систему тэн + сажа, выбор которой обусловлен следующим. В работе [18] показано, что при инициировании прессованного порошка тэна при облучении его поверхности, покрытой защитным стеклом толщиной 1 мм, лазерным моноимпульсом длительностью  $3 \cdot 10^{-8}$  с (диаметр пятна воздействия более 1,5 мм) введение примеси сажи понижает восприимчивость ВВ, и наблюдаемый эффект превышает уровень возможных экспериментальных ошибок.

Наличие единой каверны при воздействии на поверхность ВВ типа тэна импульсами лазерного излучения допороговой энергии [16] указывает на формирование макроочага начального разложения, а введение сажи в тэн не меняет качественный состав продуктов реакции. Следовательно, объяснение результатов [18] недостаточной прочностью защитного стекла весьма вероятно.

Поэтому была предпринята попытка увеличить чувствительность тэна введением сажи за счет использования достаточно прочных защитных стекол. Экспериментально исследовалось влияние примеси сажи ПМ75 в пределах 0,1—1 % на воспламенение прессованного порошка тэна дисперсностью 6000 см<sup>2</sup>/г импульсами излучения одномодового неодимового лазера с длительностью моноимпульса  $3 \cdot 10^{-8}$  с. Излучение фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 50 см на поверхность ВВ, защищенную оргстеклом толщиной 5 мм, в пятно диаметром 0,6 мм. Навеска 0,1 г ВВ помещалась в сборку (прессформу) разового пользования, где поджималась пуансоном к стеклу накидной гайкой с резьбой диаметром  $2R = 5$  см и шагом  $s = 0,1$  см. С целью повторяемости условий опыта усилие сжатия контролировалось использованием при сборке динамометрического ключа. При коэффициенте трения в резьбе  $K = 0,2$ , диаметре заряда ВВ  $d = 0,6$  см и моменте силы, приложенном к ключу  $M = 25$  Н·м, давление сжатия ВВ

$$p \approx \frac{4M}{\pi R d^2 (K + s/2\pi R)} \approx \frac{4M}{\pi R K d^2} \approx 1,76 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2.$$

Высокое усилие прессования позволило резко снизить начальную газопроницаемость системы, а значительно бóльшая толщина стекла по сравнению с [18] и меньшая площадь воздействия обуславливали возможность получения в формирующемся очаге возбуждения давлений, существенно превышающих достигнутые в [18].

В таблице приведены полученные в эксперименте пороги иницирования  $W_0^c$ , коэффициенты диффузного отражения  $\rho^c$  и значения  $W_{II}^c = (1 - \rho^c) W_0^c$ , характеризующие долю поглощенной энергии без учета возможного изменения  $\rho^c$  в процессе воздействия. Индекс  $s$  указывает на концентрацию добавки в процентах. Введение примеси сажи, как и ожидалось, заметно повышало восприимчивость ВВ к действию лазерного излучения и несколько уменьшало  $W_{II}^c$ . С ростом концентрации добавки  $s$  снижались значения  $\Delta\rho/\Delta s$  и  $\Delta W/\Delta s$  и уменьшался относительный разброс величин  $W_{II}^c$ , т. е. процесс иницирования становился более стабильным. Отметим, что значение  $\rho = 0,88$  для чистого тэна типично и для большинства других мелкодисперсных ВВ, в том числе азид свинца, у которого, как показывают исследования размерной зависимости порога иницирования [9], краевые эффекты перестают влиять при диаметрах пятна воздействия  $\sim 1$  см. Если оптические свойства изучавшихся препаратов тэна и азид свинца как ДРС близки, то, сопоставив данные [9] с приведенными на рис. 3 (при  $\rho = 0,88$  предельный размер пятна  $r_0 \approx 100\tau$ ), находим, что в условиях опыта пятно фокусировки диаметром 0,6 мм в единицах  $\tau$  составляло порядка 10.

Отсюда, пользуясь данными таблицы и рис. 1 (отличие между значениями  $\rho = 0,827$  и  $0,88$ , как следует из рис. 4, 2, для предлагаемой оценки не существенно), можно увидеть, что освещенный объем ВВ с ростом  $s$  сокращается, но максимальная плотность мощности внешнего источника тепла  $\Pi_c$  в объеме ВВ при воздействии критического светового импульса  $\Pi_c = \frac{W_0^c}{\pi r^2 t} \alpha F_c$  возрастает ( $\Pi_{1,0}/\Pi_0 \approx 1,4$ ). Данное обстоятельство вполне объяснимо, поскольку с уменьшением размеров очага растут относительные тепло- и массопотери, и достижение в очаге критических

$s, \%$	$\rho^c$	$W_0^c, \text{ мДж}$	$W_{II}^c, \text{ мДж}$
0	0,88	6,5±2,8	0,78±0,34
0,1	0,73	2,4±0,65	0,65±0,18
0,5	0,65	1,8±0,4	0,63±0,14
1,0	0,61	1,3±0,3	0,51±0,12

давлений требует повышения плотности мощности инициирующего источника тепла.

Таким образом, полученные данные позволяют принять изложенную выше точку зрения на процесс лазерного зажигания ВВ в качестве исходной. При этом авторы обращают еще раз внимание на то, что общность протекающих при лазерном инициировании процессов, в силу многообразия картины, может быть понята только через призму конкретного анализа экспериментальных условий. Поэтому при сравнении результатов различных публикаций необходимо тщательное сопоставление этих условий, что повышает требования к точности и подробности их описания, по крайней мере до тех пор, пока не выработается единая методика измерений, исключающая влияние неучтенных факторов на результат исследований.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бриш А. А. и др. ФГВ, 1969, 5, 4, 475.
2. Иванов А. П. Оптика рассеивающих сред.— Минск: Наука и техника, 1969.
3. Франк-Каменецкий Д. А. Моделирование траекторий нейтронов при расчете реакторов методом Монте-Карло.— М.: Атомиздат, 1978.
4. Соболев И. М. Численные методы Монте-Карло.— М.: Наука, 1973.
5. Александров Е. И., Ципилев В. П. ФГВ, 1984, 20, 6, 104.
6. Александров Е. И. // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем.— Черногоровка, 1986.
7. Александров Е. И., Вознюк А. Г. ФГВ, 1978, 14, 4, 86.
8. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Изд-во АН СССР, 1967.
9. Александров Е. И., Ципилев В. П. ФГВ, 1981, 17, 5, 77.
10. Зельдович Я. Б. Химическая физика и гидродинамика.— М.: Наука, 1984.
11. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив.— М.: Наука, 1973.
12. Быхало А. И. и др. ФГВ, 1985, 21, 4, 110.
13. Кузнецов В. Т., Скорик А. И. ФГВ, 1977, 13, 3, 271.
14. Дик И. Г., Зурер А. Б., Кузнецов В. Т. ФГВ, 1979, 15, 3, 77.
15. Волкова А. А., Зинченко Д. Д., Санин И. В. и др. ФГВ, 1977, 13, 5, 760.
16. Dauge G., Giranden J. P., Ficat R. // 15th Symp. Comb. Tokyo, 1974.— Pittb., Pa, 1974.
17. Карабанов Ю. Ф., Боболев В. К. // Горение конденсированных систем.— Черногоровка, 1977.
18. Долголаптев А. В., Иоффе В. Б. и др. // Совершенствование технологии добычи угля подземным способом.— М.: ИГД им. А. А. Скочинского.— Вып. 213.

Поступила в редакцию 11/V 1987

УДК 629.7.036.2

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА САМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ ПРИ ВПРЫСКЕ ТОПЛИВА В НАГРЕТЫЙ ВОЗДУШНЫЙ ПОТОК

*В. Б. Рутовский, А. Н. Куляпин, А. Д. Жданов*  
(Москва)

В настоящей работе исследовались характеристики самовоспламенения (температура  $T_v$  и период задержки  $\tau_z$  бензина Б-70 и керосина ТС-1) при впрыске в нагретый воздушный поток. Кинетика предпламенных процессов и механизм теплоотвода от очага реакции могут приводить к различным значениям характеристик самовоспламенения, так как последние зависят от конкретных условий эксперимента. Поэтому ответ об определении  $T_v$  и  $\tau_z$  в реальных условиях можно дать только при экспериментальных испытаниях на модельных установках. При этом необходимо учитывать влияние изменяющихся параметров: давления, скорости, соотношения топливно-воздушных характеристик распыла топлива  $\alpha$ .