

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН С ГОРЯЩЕЙ  
ПОВЕРХНОСТЬЮ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ

*C. C. Новиков, Ю. С. Рязанцев*

(*Москва*)

Основным вопросом линейной теории акустической устойчивости горения конденсированных систем является вопрос о возможности усиления акустических волн давления при отражении от горящей поверхности. Исследование отражения акустических волн сводится к изучению перестройки физико-химических процессов в зоне горения, вызванной гармоническими возмущениями давления, и расчету акустического возмущения скорости оттока газа от горящей поверхности. Отражательная способность зоны горения характеризуется величиной акустической проводимости.

Решение задачи об акустической проводимости горящей поверхности в точной постановке провести не удается из-за сложности процессов в зоне горения конденсированной системы, которые даже в стационарном случае не поддаются достаточно строгому аналитическому описанию. При анализе используются упрощенные модели зоны горения, учитывающие лишь наиболее существенные особенности механизма горения конденсированных систем [1-7].

Подробное исследование вопроса об акустической проводимости горящей поверхности выполнено в работах [1, 2, 6]. В числе других предположений о зоне горения в работах [1, 2] содержится гипотеза о постоянстве температуры горения в нестационарных условиях. Можно показать, что это возможно лишь при условии, когда величина полного тепловыделения в зоне горения в нестационарных условиях не остается постоянной и в некоторые моменты времени превышает начальное теплосодержание твердого топлива, т. е. величину теплового эффекта реакции горения. Такое положение едва ли можно физически оправдать.

В работе [5] акустическая проводимость горящей поверхности была рассчитана на основе разработанной Я. Б. Зельдовичем теории горения конденсированных систем при переменном давлении [8].

При этом не принималась во внимание экзотермическая химическая реакция в конденсированной фазе (*k*-фазе) и ее влияние на скорость горения и не учитывалось изменение температуры поверхности *k*-фазы в нестационарных условиях.

Цель данной работы — получение формулы акустической проводимости горящей поверхности с учетом этих факторов. В отличие от [1, 2], ниже, так же как и в [5], принято, что в нестационарных условиях постоянно полное тепловыделение, а не температура горения. Это и некоторые другие различия в модели стационарного горения приводят к тому, что полученные результаты отличаются от выводов работ [1, 2].

Задача решается в предположении, что период акустических колебаний велик по сравнению с характерным временем процессов в газе и зоне химической реакции *k*-фазы (квазистационарное приближение). Такой подход оправдан до частот порядка  $10^4$  Гц. Этот диапазон частот в основном включает частоты, характерные для вибрационных режимов горения порохов.

Исследование отражения от горящей поверхности акустических волн с частотой более  $10^4$  Гц требует учета инерционности процессов в газе и реакционных зонах.

В рассматриваемом интервале частот размеры зоны горения в газе много меньше длины акустической волны, поэтому с большой точностью можно считать, что колебания давления в пределах зоны горения не зависят от пространственной координаты.

**§ 1. Модель зоны горения.** Приближенно представим зону горения конденсированной системы в виде нескольких областей: 1 — тепловой слой в *k*-фазе, где не происходит химических реакций, 2 — зона с химической реакцией в *k*-фазе, прилегающая к поверхности раздела фаз, 3 — область прогрева в газе, где не протекают химические реакции, 4 — реакционная зона в газе, 5 — газообразные продукты сгорания. Схема зоны горения показана на фиг. 1.

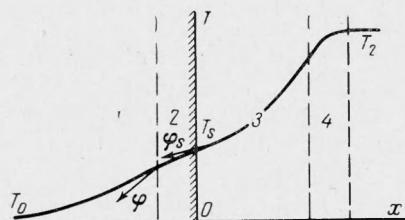
Для большинства конденсированных систем характерные времена про текания процессов в областях 1—4 таковы [1]:  $\tau_1 \approx 0.3 \cdot 10^{-3}$  сек,  $\tau_2 \approx 7 \cdot 10^{-6}$  сек,  $\tau_3 \approx 2 \cdot 10^{-5}$  сек,  $\tau_4 \approx 10^{-6}$  сек.

Наиболее медленными являются процессы в тепловом слое  $k$ -фазы. При частотах до  $n \approx 10^4$  гц можно считать, что нестационарные процессы в зоне 2—4 зависят от времени параметрически через граничные условия.

Предполагается, что температурные зависимости скоростей химических реакций  $\Phi_1(T)$  и  $\Phi_2(T)$  в  $k$ -фазе и газе таковы, что реакции в основном протекают в узких интервалах температур вблизи температуры поверхности  $T_s$  и температуры горения  $T_2$ . Это предположение справедливо при достаточно больших значениях энергий активации реакций в  $k$ -фазе  $E_s$  и газе  $E_2$ ,  $E_s \gg RT_s$ ,  $E_2 \gg RT_2$  ( $R$  — газовая постоянная). Принимается, что величины тепловыделения, т. е. полнота химической реакции, в реакционных зонах не изменяются под действием акустического поля и остаются равными  $Q_1$  и  $Q_2$  соответственно.

Установим далее уравнения, связывающие линейные возмущения параметров в областях 1—4 при гармонических колебаниях давления.

§ 2. Зона прогрева в  $k$ -фазе. Тепловые процессы в зоне прогрева  $k$ -фазы описываются нестационарным уравнением теплопроводности без тепловых источников. Стационарное распределение температуры есть так называемый профиль Михельсона



Фиг. 1

температура на ее границах малы, поэтому при выводе уравнений для теплового слоя  $k$ -фазы принято, что область 2 является поверхностью, совпадающей с поверхностью твердого топлива ( $x = 0$ ).

Если давление и скорость горения испытывают малые гармонические возмущения с частотой  $\omega$ , то распределение температуры в  $k$ -фазе отличается от стационарного профиля (2.1) на малую величину  $\delta T(x) \exp(i\omega t)$ .

Уравнение для амплитуды возмущения температуры имеет вид

$$\kappa \frac{d^2 \delta T}{dx^2} - U \frac{d \delta T}{dx} - i\omega \delta T = \frac{U}{\kappa} (T_s - T_0) \delta U \exp\left(\frac{U}{\kappa} x\right) \quad (2.2)$$

Здесь  $\delta U$  — амплитуда возмущения скорости горения.

Запишем решение уравнения (2.2), удовлетворяющее граничным условиям  $\delta T(-\infty) = 0$ ,  $\delta T(0) = \delta T_s$ , где  $\delta T_s$  — амплитуда возмущения температуры поверхности  $k$ -фазы в нестационарных условиях

$$\begin{aligned} \delta T(x) &= \left( \delta T_s - i \frac{\Phi}{\omega} \delta U \right) \exp\left(\frac{U}{2} \frac{\beta_1}{\kappa} x\right) + i \frac{\Phi}{\omega} \delta U \exp\left(\frac{U}{\kappa} x\right) \\ \beta_{1,2} &= 1 \pm \sqrt{1 + 4i\Omega}, \quad \Omega = \frac{\kappa\omega}{U^2}, \quad \Phi = \frac{U}{\kappa} (T_s - T_0) \end{aligned} \quad (2.3)$$

Дифференцируя (2.3) и полагая  $x = 0$ , устанавливаем связь между амплитудами возмущений температуры  $\delta T_s$ , градиента температуры  $\Phi$  и массовой скорости горения  $\delta m$  на «горячей» границе теплового слоя в нестационарных условиях

$$\frac{\delta \Phi}{\Phi} = \frac{\beta_1}{2} \frac{\delta T_s}{T_s - T_0} + \frac{i\beta_2}{2\Omega} \frac{\delta m}{m} \quad (2.4)$$

( $m = \rho_1 U$ ,  $\delta m = \rho_1 \delta U$ ,  $\rho_1 = \text{const}$  — плотность  $k$ -фазы).

**§ 3. Реакционная зона в  $k$ -фазе.** Примем, что вблизи поверхности  $k$ -фазы протекает химическая реакция нулевого порядка. В квазистационарном приближении тепловые процессы в реакционной зоне описываются стационарным уравнением теплопроводности. При получении связи между возмущениями в этой зоне воспользуемся соотношениями для скорости стационарного распространения фронта экзотермической химической реакции в  $k$ -фазе [9]. Приближенные уравнения для скорости фронта реакции могут быть записаны в виде

$$\lambda^2 \varphi^2 - \lambda^2 \varphi_s^2 = 2\lambda Q_1 \rho_1 \int_{T_0}^{T_s} \Phi_1(T) dT, \quad \lambda\varphi - \lambda\varphi_s = m Q_1 \quad (3.1)$$

Здесь  $\varphi, \varphi_s$  — градиенты температуры на границах реакционной зоны,  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности,  $m$  — массовая скорость газификации. После линеаризации из (3.1) находим уравнение, связывающее возмущения скорости с возмущениями температуры и градиента температуры на поверхности  $k$ -фазы,  $c_1$  — теплоемкость  $k$ -фазы.

$$(1 - \mu) \frac{\delta m}{m} - z_1 \frac{\delta T_s}{T_s - T_0} + \frac{\delta \varphi}{\varphi} = 0, \quad \mu = \frac{Q_1}{c_1(T_s - T_0)}, \quad z_1 = \frac{\lambda \Phi_1(T_s)}{m^2 c_1} \quad (3.2)$$

**§ 4. Тепловой слой в газе.** В рассматриваемом квазистационарном приближении уравнение баланса энергии в области 2—4 имеет вид

$$m(c_1 T_s + Q_1 + Q_2) - \lambda\varphi = mc_2 T_2 \quad (4.1)$$

Здесь  $c_2$  — теплоемкость газа,  $T_2$  — температура пламени.

Линеаризируя это уравнение, получаем

$$\frac{\delta m}{m} + \frac{\delta T_s}{T_s - T_0} - \frac{1}{\tau} \frac{\delta T_2}{T_2} - \frac{\delta \varphi}{\varphi} = 0 \quad \tau = \frac{c_1(T_s - T_0)}{c_2 T_2} \quad (4.2)$$

**§ 5. Зона химической реакции в газе.** Соотношения между возмущениями в зоне 4 установим, считая известной стационарную зависимость массовой скорости распространения фронта пламени в газе  $m = m(p, T_2)$ , которая может быть определена из эксперимента или теоретически, например по формуле Я. Б. Зельдовича — Д. А. Франк-Каменецкого.

Для малых возмущений найдем

$$\frac{\delta m}{m} = v \frac{\delta p}{p} + \varepsilon \frac{\delta T_2}{T_2}, \quad \varepsilon = \left( \frac{\partial \ln U}{\partial T_0} \right)_p (T_s - T_0), \quad v = \left( \frac{\partial \ln U}{\partial \ln p} \right)_{T_0} \quad (5.1)$$

**§ 6. Акустическая проводимость.** В рассматриваемом интервале частот длина акустической волны много больше ширины зоны горения, поэтому при исследовании акустических свойств горящей поверхности  $k$ -фазы зону горения можно считать бесконечно тонкой, совпадающей с поверхностью  $k$ -фазы, и характеризовать ее акустические свойства величиной акустической проводимости.

$$\zeta = -\rho c \frac{\delta u}{\delta p} \quad (6.1)$$

Здесь  $\delta p$  — акустическое давление в зоне горения,  $c$  — скорость звука,  $\rho$  — плотность газа,  $\delta u$  — акустическое возмущение скорости газа на «горячей» границе зоны горения.

Для нахождения явного вида функции  $\zeta(\omega)$  необходимо установить связь между величинами  $\delta u$ ,  $\delta p$ , используя уравнения, описывающие перестройку зоны горения под действием гармонических колебаний давления.

Следует учитывать, что взаимодействие акустической волны с горящей поверхностью приводит к возникновению таких возмущений плотности и

температуры, которые не могут быть унесены только отраженной акустической волной. Отражение акустической волны сопровождается образованием энтропийной волны, распространяющейся со скоростью потока газа [7, 10]. Формула, связывающая акустическое возмущение скорости газа с возмущениями термодинамических переменных на «горячей» границе зоны при наличии энтропийной волны, имеет вид [5]

$$\frac{\delta u}{u} - \frac{\delta m}{m} + \frac{\delta p}{p} - \frac{\delta T_2}{T_2} = 0 \quad (6.2)$$

Воспользовавшись уравнениями (2.4), (3.1) — (3.2), выражим величины  $\delta m$  и  $\delta T_2$  через  $\delta p$ . Подставив найденные соотношения в уравнение (6.2), установим связь  $\delta u$  с  $\delta p$ .

Далее, после подстановки зависимости  $\delta m$  от  $\delta p$  в формулу (6.1), получим выражение для акустической проводимости поверхности горения

$$\zeta = \frac{u}{\gamma c} \left\{ 1 - v + v(\tau + \varepsilon) \frac{1 - Z + (2 - \beta_1)(2 - \mu)[2(z_1 - 1)]^{-1}}{(1 - Z)\varepsilon - 1 + (2 - \beta_1)(2\varepsilon - \varepsilon\mu - 1)[2(z_1 - 1)]^{-1}} \right\} \quad (6.3)$$

$$Z = \frac{\sqrt{1 + 4i\Omega}}{2i\Omega}, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v}$$

Здесь  $c_p$ ,  $c_v$  — теплоемкости газообразных продуктов сгорания при постоянных давлении и температуре. Возникновение акустической неустойчивости горения конденсированных систем связано с возможностью усиления акустических волн при отражении от горящей поверхности. Критерием усиления является знак действительной части акустической проводимости, которая может быть представлена в виде

$$\operatorname{Re} \left( \frac{c}{\gamma u} \zeta \right) = R = \frac{-f_1(x, \varepsilon, v, \tau) + 2Bbx(x^2 - 1)(x - x_1)}{f_2(x, \varepsilon) + 2b^2x(x^2 - 1)(x - x_2)} \quad (6.4)$$

$$x_1 = \frac{(z_1 - 1)[(2 - \mu)(2\varepsilon - v\varepsilon + v\tau) - 2(2 - \mu)\varepsilon(v + v\tau) - (1 - v)(2 - \varepsilon) + \varepsilon + v\tau]}{[(2 - \mu)(\varepsilon + v\tau) - (1 - v)][1 - \varepsilon(2 - \mu)]}$$

$$x_2 = \frac{2(\varepsilon - 1)(z_1 - 1)}{(2 - \mu)\varepsilon - 1}, \quad x = \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{2}(1 + 16\Omega^2)^{1/2} \right]^{1/2}$$

$$f_1(x) = a_1x^2 + b_1x + c_1, \quad a_1 = (1 - \varepsilon)[v(1 + \tau) - (1 - \varepsilon)]$$

$$b_1 = v(1 + \varepsilon\tau) - (1 - \varepsilon^2), \quad c_1 = \varepsilon(v - 2) - v\tau$$

$$f_2(x) = (1 - \varepsilon)^2x^2 + (1 - \varepsilon^2)x + 2\varepsilon$$

$$B = \frac{(2 - \mu)(\varepsilon + v\tau) - (1 - v)}{2(z_1 - 1)}, \quad b = \frac{\varepsilon(2 - \mu) - 1}{2(z_1 - 1)}$$

Усиление акустических волн при отражении от горящей поверхности конденсированной системы имеет место, если

$$\operatorname{Re} \left( \frac{c}{\gamma u} \zeta \right) < 0$$

Подстановка в формулу (6.4) конкретных значений параметров  $\varepsilon$ ,  $v$ ,  $\tau$ ,  $\mu$ ,  $z_1$ , характеризующих некоторый стационарный режим горения, и последующий анализ знака  $R$  при различных значениях  $x$ , а следовательно частоты колебаний, позволяют установить область частот, в которой поверхность горения усиливает акустические волны.

Отметим, что формула акустической проводимости горящей поверхности, установленная в работе [5], следует из (6.4) при  $z_1 \rightarrow \infty$ . Соответствующее выражение для действительной части акустической проводимости имеет вид

$$\operatorname{Re} \left( \frac{c}{\gamma u} \zeta \right)_{z_1=\infty} = R_1 = -\frac{f_1(x, \varepsilon, v, \tau)}{f_2(x, \varepsilon)} \quad (6.5)$$

Таблица 1

Значение  $R \cdot 10^3$  и  $R_1 \cdot 10^3$ 

|    | $n$   | 0   | 10  | 50  | 100 | 200 | 300 | 500  | 800  | 1000 | 2000  | 5000  | 7000  | 10000 |
|----|-------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|------|------|------|-------|-------|-------|-------|
| 1  | $R_1$ | 500 | 498 | 471 | 421 | 328 | 249 | 119  | -33  | -118 | -439  | -1000 | -1242 | -1514 |
|    | $R$   | 500 | 498 | 469 | 416 | 319 | 244 | 153  | 115  | 130  | 346   | 793   | 928   | 1045  |
| 2  | $R_1$ | 500 | 498 | 471 | 423 | 328 | 249 | 119  | -33  | -118 | -439  | -1000 | -1242 | -1514 |
|    | $R$   | 500 | 498 | 471 | 420 | 325 | 246 | 121  | -13  | -077 | -219  | 25    | 280   | 606   |
| 3  | $R_1$ | 500 | 498 | 471 | 428 | 328 | 249 | 196  | -33  | -118 | -439  | -1000 | -1242 | -1514 |
|    | $R$   | 500 | 499 | 471 | 422 | 329 | 251 | 126  | -14  | -86  | -308  | -361  | 210   | 083   |
| 4  | $R_1$ | 500 | 499 | 473 | 427 | 346 | 281 | 184  | 82   | 30   | -137  | -349  | -420  | -488  |
|    | $R$   | 500 | 499 | 474 | 431 | 356 | 299 | 219  | 145  | 113  | 40    | 77    | 149   | 271   |
| 5  | $R_1$ | 500 | 499 | 472 | 422 | 327 | 246 | 112  | -51  | -145 | -514  | -1256 | -1626 | -2095 |
|    | $R$   | 500 | 498 | 470 | 417 | 313 | 222 | 68   | -111 | -203 | -407  | 77    | 444   | 815   |
| 6  | $R_1$ | 500 | 499 | 474 | 428 | 347 | 283 | 196  | 130  | 118  | 317   | 1843  | 2724  | 3548  |
|    | $R$   | 500 | 498 | 471 | 413 | 297 | 185 | -32  | -351 | -551 | -1010 | 444   | 863   | 1129  |
| 7  | $R_1$ | 300 | 298 | 260 | 190 | 59  | -54 | -233 | -446 | -566 | -1015 | -1800 | -2139 | -2520 |
|    | $R$   | 300 | 298 | 259 | 189 | 56  | -55 | -230 | -419 | -508 | -707  | -365  | -7    | 448   |
| 8  | $R_1$ | 700 | 699 | 683 | 653 | 597 | 549 | 471  | 380  | 329  | 136   | -200  | -345  | -508  |
|    | $R$   | 700 | 699 | 683 | 652 | 595 | 547 | 473  | 392  | 353  | 268   | 415   | 568   | 768   |
| 9  | $R_1$ | 500 | 499 | 473 | 425 | 336 | 261 | 138  | -8   | -89  | -394  | -929  | -1159 | -1419 |
|    | $R$   | 500 | 499 | 473 | 426 | 337 | 263 | 144  | 12   | -55  | -230  | 79    | 529   | 1156  |
| 10 | $R_1$ | 500 | 499 | 470 | 418 | 320 | 237 | 104  | -59  | -148 | -484  | -1072 | -1325 | -1610 |
|    | $R$   | 500 | 499 | 470 | 427 | 317 | 234 | 103  | -37  | -105 | -254  | 2     | 270   | 610   |
| 11 | $R_1$ | 500 | 498 | 469 | 414 | 342 | 225 | 83   | -83  | -177 | -529  | -1143 | -1408 | -1706 |
|    | $R$   | 500 | 498 | 468 | 413 | 309 | 222 | 85   | -62  | -132 | -288  | -201  | 260   | 615   |

В табл. 1 приводятся результаты расчета величин  $R_1$  и  $R$  при некоторых значениях частоты  $n$  в интервале  $0 \leq n \leq 10^4$  гц. Параметрам  $\varepsilon$ ,  $v$ ,  $\tau$ ,  $\mu$ ,  $z_1$  приданы значения, указанные в табл. 2. В одном случае расчет выполнен для  $\mu < 0$ . На фиг. 2 представлены графики зависимости действительной части акустической проводимости от частоты для случаев 6 и 10.

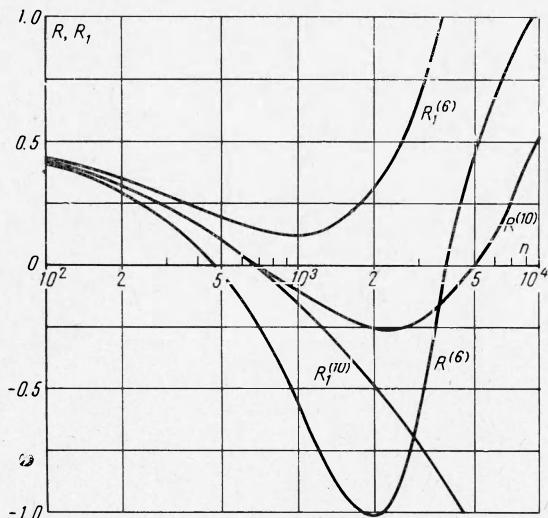
Из табл. 2 видно, что склонность конденсированной системы к акустической неустойчивости горения увеличивается с ростом  $\varepsilon$ ,  $\tau$  и  $v$ .

Можно отметить также, что тепловыделение в  $k$ -фазе в одних случаях стабилизирует процесс горения, а в других может оказывать и обратное действие ( $\varepsilon > 1$ ).

Сопоставление полученных расчетных данных с результатами выполненных на баллиститных порохах экспериментов [11] при достаточно высоких рабочих давлениях указывает на их качественное согласие.

В то же время при низких давлениях наблюдается резкое расхождение теории и эксперимента. Причина, по мнению авторов, заключена в принятой модели горения, в которой химические реакции и сопутствующие им тепловыделения сосредоточены в узких, фактически бесконечно тонких, зонах.

В действительности зона реакции в газе, особенно при низких давлениях, имеет значительную протяженность и тепловыделение носит существенно объемный характер [12]. Учет этого обстоятельства должен привести к более удовлетворительному совпадению теории с экспериментом.



Фиг. 2

Таблица 2

|               | 1    | 2    | 3    | 4    | 5    | 6    | 7    | 8    | 9    | 10   | 11   |
|---------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $\mu$         | -0.5 | 0.5  | 0.7  | 0.5  | 0.5  | 0.5  | 0.5  | 0.5  | 0.5  | 0.5  | 0.5  |
| $z_1$         | 10.0 | 10.0 | 10.0 | 10.0 | 10.0 | 10.0 | 10.0 | 10.0 | 10.0 | 10.0 | 10.0 |
| $\tau$        | 0.15 | 0.15 | 0.15 | 0.15 | 0.15 | 0.15 | 0.15 | 0.15 | 0.10 | 0.20 | 0.25 |
| $\varepsilon$ | 0.9  | 0.9  | 0.9  | 0.7  | 1.0  | 1.2  | 0.9  | 0.9  | 0.9  | 0.9  | 0.9  |
| $v$           | 0.5  | 0.5  | 0.5  | 0.5  | 0.5  | 0.5  | 0.7  | 0.3  | 0.5  | 0.5  | 0.5  |

Отметим, что при получении формулы акустической проводимости в данной работе используются конкретные предположения о кинетике химической реакции в  $k$ -фазе. Недавно Б. В. Новожиловым предложена квазистационарная модель горения  $k$ -фазы, основанная на предположении о справедливости стационарных экспериментальных зависимостей  $T_s = T_s(p, \varphi)$ ,  $m = m(p, \varphi)$  в нестационарных условиях [13, 14].

В этой модели соотношения между возмущениями  $\delta T_s$ ,  $\delta m$ ,  $\delta \varphi$  и  $\delta r$  содержат параметры  $\varepsilon$ ,  $v$ ,  $\tau$ , а вместо используемых в данной работе параметров  $\mu$  и  $z_1$  параметры

$$r = (dT_s / dT_0)_p, \quad \mu^0 = (dT_s / (T_s - T_0) d \ln p)_{T_0}$$

Можно показать, что расчет акустической проводимости горящей поверхности для модели Б. В. Новожилова приводит к формулам (6.3, 4), в которых вместо величин  $2 - \mu$  и  $z_1 - 1$  следует подставить

$$2 - \mu = \mu^0 / (\beta^0 \varepsilon - rv), \quad z_1 - 1 = v / (\mu^0 \varepsilon - rv).$$

Поступила 21 XII 1965

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мак-Клур Ф. Т., Харт Р. В., Берд Дж. Ф. Ракетные двигатели твердого топлива как источники акустических колебаний. Сб. «Исследование ракетных двигателей на твердом топливе», Изд. иностр. лит., 1963.
2. Харт, Макклур. Неустойчивость горения: взаимодействие акустических волн с поверхностью горения твердого ракетного топлива. Вопросы ракетн. техн., 1960, № 2.
3. Чен Синь И. Неустойчивость процесса горения, вызванная высокочастотными колебаниями в ракетах, работающих на твердом топливе. Вопр. ракетн. техн., Сб. перев. и обз. ин. период. лит., 1954, № 6.
4. Каракозов Г. К., Россихин Г. В. О механизме усиления акустических колебаний поверхностью горения твердого топлива. ПМТФ, 1964, № 4.
5. Новиков С. С., Рязанцев Ю. С. Об акустической проводимости горящей поверхности конденсированных систем. ПМТФ, 1964, № 6.
6. Харт, Каутрелл. Усиление и ослабление акустических колебаний горящим ракетным топливом. Ракетн. техн. и космонавтика, 1963, № 2.
7. Новиков С. С., Рязанцев Ю. С. Акустическая проводимость жесткой горящей поверхности. ПМТФ, 1961, № 6.
8. Зельдович Я. Б. О скорости горения пороха при переменном давлении. ПМТФ, 1964, № 3.
9. Новиков С. С., Рязанцев Ю. С. К теории стационарной скорости распространения фронта экзотермической реакции в конденсированной среде. ПМТФ, 1965, № 3.
10. Новиков С. С., Рязанцев Ю. С. Взаимодействие волн давления с фронтом пламени. Докл. АН СССР, 1961, т. 137, № 6.
11. Houghton M. D., Price E. W. Dynamic characteristics of solid propellant combustion. Ninth Symp. (International) on Combustion, 1963, p. 303.
12. Покил П. Ф., Мальцев В. М., Лукашеня Г. В. О горении баллистических порохов. Докл. АН СССР, 1960, т. 135, № 4.
13. Новожилов Б. В. Критерий устойчивости стационарного горения пороха. ПМТФ, 1965, № 4.
14. Новожилов Б. В. Горение пороха при гармонически меняющемся давлении. ПМТФ, 1965, № 6.