1993 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol. 63, N 1

01;05

О ФИЗИЧЕСКОМ СМЫСЛЕ И СТРУКТУРЕ ПРОЧНОСТНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ СОПРОТИВЛЕНИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОМУ ВНЕДРЕНИЮ ТОНКИХ И КОМПАКТНЫХ ТЕЛ В ПОЛУБЕСКОНЕЧНЫЕ СРЕДЫ И МАКРОКИНЕТИКЕ ПРОНИКАНИЯ

А.С.Баланкин, Г.Н.Яневич

Показано, что в рамках макрокинетического подхода выражения для определения скорости и глубины проникания высокоскоростных бойков в полубесконечные среды могут быть получены исходя из второго начала термодинамики. Поправки на прочность и сжимаемость материалов бойка и преграды, используемые в модифицированной гидродинамической модели проникания, предложенной Н.А.Златиным и А.А.Кожушко, по сути представляют собой совершаемую бойком работу по переводу материалов в „квазижидкое" или жидкое состояние соответственно. Альтернативные формы введения поправок на прочность, предлагаемые рядом авторов, не удовлетворяют второму закону термодинамики. Получены аналитические выражения для определения соответствующих поправок.

Повышенный интерес к вопросам высокоскоростного взаимодействия деформируемых тел стимулируется сегодня как фундаментальными проблемами физики высоких давлений, синергетики деформируемых сред и материаловедения [1,2], так и расширением круга прикладных задач, решаемых с помощью осесимметричных и удлиненных кумулятивных зарядов [3,4].

1. Согласно гидродинамической модели кумулятивного бронепробивания [5], в основу которой положена теория струй идеальной несжимаемой жидкости, глубина проникания L не зависит от скорости струи v_0 и определяется только ее длиной и отношением плотностей материалов струи ρ_0 и преграды $\rho_п$

$$L = \lambda l_0, \qquad \lambda = \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_п}}. \tag{1}$$

При этом скорость проникания определяют из уравнения Бернулли, приравнивая друг другу давления P_k в точках разветвления потоков по обе стороны поверхности контакта струи (длина которой много больше ее диаметра) и преграды

$$P_k = \frac{1}{2}\rho_п u^2 = \frac{1}{2}\rho_0 (v_0 - u)^2, \qquad u = \frac{\lambda v_0}{1 + \lambda}. \tag{2}$$

Так как соотношения (1), (2) не согласуются с экспериментом [4–8], то авторами [6] была предложена эмпирическая модификация гидродинамической модели бронепробивания, в которой в уравнение течения Бернулли добавляется член H, учитывающий прочностное сопротивление внедрению струи в преграду

$$P_k = \rho_\text{п} u^2 + H_\text{п} = \rho_0 (v_0 - u)^2 + H_0. \tag{3}$$

Это привело к модификации соотношений (2), (1) в форме

$$u = \frac{\lambda v_0}{\lambda^2 - 1}\left[\lambda - \sqrt{1 + (\lambda^2 - 1)\frac{2\Delta H}{\rho_0 v_0^2}}\right], \quad \Delta H = H_\text{п} - H_0, \tag{4}$$

$$L = \alpha\lambda l_0, \qquad \alpha = \left(1 + \frac{2\Delta H}{\rho_0 u^2}\right)^{-1}. \tag{5}$$

Соотношения (4), (5) хорошо описывают результаты экспериментальных исследований [6,9,10] с использованием всего одного подгоночного параметра ΔH. Однако отсутствие корректного обоснования аддитивности прочностной составляющей сопротивления внедрению стимулировало поиски иных модификаций гидродинамической модели [7,8]. Так, в [7] была предложена модификация гидродинамической модели бронепробивания, приводящая к формуле

$$u = \frac{\lambda v_0}{1 + \lambda}\sqrt{1 - \frac{2\Delta H}{\rho_0 v_0^2}}, \tag{6}$$

сопоставление которой с (4) показывает, что в обоих случаях струя перестает пробивать преграду при одной и той же критической скорости $v_c = \sqrt{(2\Delta H)/\rho_0}$, однако характер влияния прочности на процесс проникания описывается по-разному. А именно если использовать одно и то же значение ΔH (обычно пренебрегают прочностью струи и принимают, что $\Delta H = H_\text{п}$ — динамическая твердость преграды [6,7], равная [9]

$$H_\text{п} = \frac{3(1 - 2\nu)}{1 - \nu}\sigma_\text{н}, \tag{7}$$

где $\sigma_\text{н}$ — предел упругости Гюгоньо, а ν — коэффициент Пуассона), то согласно (4) снижение скорости проникания по сравнению с (2) начинается при заметно более высоких v_0, чем согласно (6), т.е. для модели (6) характерен более резкий „механизм включения прочности".

Попытки [8] решить вопрос о преимуществе (6) на основании сопоставления расчетов с экспериментом при существующей точности контроля v_0 и определения u, на наш взгляд, не могут считаться успешными, поскольку, варьируя в разумных пределах параметр H, используемый по сути как подгоночный, можно прийти к прямо противоположным выводам относительно „преимущества" (4) или (6).

Существует и множество других модификаций гидродинамической модели бронепробивания [11–17], результаты которых могут быть аппроксимированы соотношением вида

$$L = \varkappa\lambda l_0 \left(1 \pm \gamma P'\right)^a , \tag{8}$$

где $\varkappa = \text{const}$ — коэффициент, характеризующий передачу преграде импульса струи, а выражение в скобках ($\gamma, a = \text{const}$, $P' = f(v_0)$) учитывает влияние прочности (обычно $P' = (\Delta H)/(\rho_0 u^2)$).

Так, согласно [11], даже в случае, когда преграда и струя выполнены из одного и того же материала ($\lambda = \varkappa = a = 1$), $H_п$ и H_0 не совпадают, причем $2.5 < H_п/H_0 \leqslant 3$ и

$$\gamma P' = -4\frac{\Delta H}{\rho_0 v_0^2}, \qquad \Delta H \simeq 0.66 H_п.$$

Более корректный учет геометрического фактора показал [17], что в случае малости поправок на прочность преграды ($H_п/(\rho_0 v_0^2) \ll 1$) и кумулятивного ножа ($H_0/(\rho_0 v_0^2) \ll 1$), в первом приближении имеют место соотношения

$$H_п = \frac{H_п^D}{\sqrt{3}} \left[1 - \ln 2 + 3\ln\left(\frac{2\sqrt{3}G_п}{H_п^D}\right)\right],$$

$$H_0 = \frac{H_0^D}{\sqrt{3}} \left[1 + \ln\left(\frac{\sqrt{3}G_0}{4H_0^D}\right)\right], \tag{9}$$

где $H_п^D$ и H_0^D — динамические пределы текучести материалов преграды и струи

$$H^D = \frac{1-2\nu}{1-\nu}\sigma_п,$$

$G_п$ и G_0 — их модули сдвига.

В случае внедрения в полубесконечную преграду осесимметричной струи [17]

$$\Delta H \approx H_п^D \left[\frac{2}{3} + \ln\left(\frac{3G_п}{2H_п^D}\right)\right]. \tag{10}$$

Выше речь шла о стационарных (или по крайней мере квазистационарных) режимах проникания длинных стержней ($l_0 \gg d_0$) в полубесконечные преграды, когда $u = \text{const}$ в течение большей части времени проникания. Предлагались и модели, в которых внедрение кумулятивной струи рассматривается как существенно нестационарный процесс: u быстро уменьшается по мере внедрения струи в преграду [13–16]. Такая ситуация характерна для сравнительно низких скоростей удара [3,11]. При этом также предлагались различные варианты учета прочностной составляющей внедрению [11,13–16]. Большинство из них [11–13,15,16] по сути эквивалентны рассмотренным для квазистационарных режимов. Принципиально отличная модель рассмотрена лишь в [14]. Несмотря на ошибку, допущенную при выводе основного соотношения [14], которая была отмечена в

[15], очевидно, что предложенная формула также может использоваться как эмпирическое соотношение для аппроксимации экспериментальных данных с использованием одного подгоночного параметра.

2. В серии работ [18–22] показано, что проникание — существенно неравновесный процесс, а реологическое поведение материалов бойка и преграды определяется процессами самоорганизации динамических диссипативных структур. Это позволило построить кинетическую теорию кумулятивного бронепробивания [3,21] в рамках синергетики деформируемого твердого тела [1,20]. В частности, показано [20], что в зависимости от скорости бойка v_0 и характера реологического поведения материала преграды при высоких скоростях деформации реализуются принципиально различные режимы проникания.

По характеру поведения при высоких скоростях деформации кристаллические материалы делятся на два класса [20]: „хрупкие", если $\mathrm{Re}_{\text{кр}} < 1/\sqrt{2}$, и „пластичные", если $\mathrm{Re}_{\text{кр}} > 1/\sqrt{2}$, где

$$\mathrm{Re}_{\text{кр}} = \frac{c_{\text{т}} c_l}{c_t^2} = \frac{A}{c_t^2}, \tag{11}$$

c_l и c_t — скорости продольных и поперечных волн деформации; A — удельная энергия атомизации; $c_{\text{т}}$ — предельная скорость распространения трещин, равная [20]

$$c_{\text{т}} = \sqrt{c_k c_l} = \frac{A}{c_l}, \qquad c_k = \sqrt{c_a c_t}, \qquad c_a = \frac{h}{2ma},$$

h — постоянная Планка, m — масса атомов, a — характерное межатомное расстояние.

Смена „гидродинамических режимов динамической деформации" твердых тел происходит при критических значениях массовой скорости вещества u_i, которые определены [20]

$$u_1 = c_k, \quad u_2 = c_{\text{т}}, \quad u_3 = c_l, \quad u_4 = c_R, \tag{12}$$

что подтверждается прямыми экспериментальными исследованиями [23,24]. Поведение „хрупких" и „пластичных" материалов при $u < c_{\text{т}}$ и $u > c_l$ существенно различно, а при $c_{\text{т}} < u < c_l$ кинетика деформации „хрупких" и „пластичных" материалов одна и та же [1,20]. Именно этот режим и реализуется наиболее часто в экспериментах по кумулятивному бронепробиванию [3,6–8]. При этом на стационарной стадии проникания, которая для рассматриваемого режима является определяющей, скорость и глубина проникания длинного стержня выражаются соотношениями [3,20]

$$u = \frac{\varkappa\lambda}{\varkappa^2\lambda^2 - 1}\left[\varkappa\lambda - \sqrt{1 + (\varkappa^2\lambda^2 - 1)\frac{\rho_0 c_{\text{т}0}^2 - \rho_{\text{п}} c_{\text{тп}}^2}{\rho_{\text{п}}\left(1 + 2\,\mathrm{Re}_{\text{кр}}^{-1}\right) v_0^2}}\right],$$

$$\varkappa = \sqrt{\frac{1 + 2\,\mathrm{Re}_{\text{кр}}^{0-1}}{1 + 2\,\mathrm{Re}_{\text{кр}}^{\text{п}-1}}},$$

$$L = \alpha\lambda\varkappa l_0, \quad \alpha = \left(1 + \frac{\rho_{\text{п}} c_{\text{тп}}^2 - \rho_0 c_{\text{т}0}^2}{\rho_{\text{р}}\left(1 + 2\,\text{Re}_{\text{кр}}^{\text{л}-1}\right) u^2}\right)^{-1}, \tag{13}$$

структурно совпадающими с (4), (5) и фактически переходящими в них, если $\text{Re}_{\text{кр}}^0 \simeq \text{Re}_{\text{кр}}^{\text{п}} \simeq 1$, поскольку согласно [20], предел упругости Гюгоньо равен

$$\sigma_{\text{н}} = \rho c_k c_l, \qquad \text{если} \qquad \text{Re}_{\text{кр}} > \frac{1}{\sqrt{2}},$$

$$\sigma_{\text{н}} = \rho c_{\text{т}} c_l, \qquad \text{если} \qquad \text{Re}_{\text{кр}} < \frac{1}{\sqrt{2}}. \tag{14}$$

3. Так как время стационарной стадии проникания $t_{\text{п}}$ много больше характерных времен релаксации энергии τ_ε и импульса $\tau_p \ll \tau_\varepsilon$ атомов в области реализации гидродинамического режима деформации [20,25], то, согласно макрокинетическому подходу [26−28], систему боек-преграда можно рассматривать как термодинамически закрытую и квазиравновесную. Это позволяет установить зависимость скорости проникания от u_0 на основе первого начала термодинамики.

Уравнение первого начала термодинамики для потока жидкости или газа имеет вид [29]

$$dq = dh + udu + da_{\text{т}} + da_g + gdz, \tag{15}$$

где dh — изменение энтальпии потока; $a_{\text{т}}$ и a_g — техническая работа и работа диссипации, например работа, затрачиваемая потоком на преодоление сил трения; z — высота; g — ускорение свободного падения (при рассмотрении кумулятивного бронепробивания членом gdz можно пренебречь с большой точностью); количество теплоты q, фигурирующее в (15), складывается из двух частей: количества теплоты q_v, подводимого к потоку извне (или отводимого от него в окружающую среду), и количества теплоты диссипации q_g, причем $dq_g \equiv da_g$, поэтому (15) можно переписать в форме

$$dq_v = dh + udu + da_{\text{т}}. \tag{16}$$

Используя наиболее общую форму выражения первого начала

$$dq = d\varepsilon + Pd\left(\rho^{-1}\right) \tag{17}$$

для адиабатного потока $(dq = 0)$ несжимаемого материала $(\rho = \text{const})$, в случае $a_{\text{т}} = a_g = 0$ получаем выражение первого закона термодинамики в форме [29]

$$dP + \rho udu + \rho gdz = 0, \tag{18}$$

тождественно совпадающей с уравнением адиабатного течения несжимаемой идеальной жидкости, носящим название уравнения Бернулли, которое в гидродинамике выводится из законов Ньютона [30] и использовалось [5] для вывода формул (1), (2).

Так как при взаимодействии твердых тел проникающая струя совершает работу $a_{\text{т}} \neq 0$ по переводу материалов в „квазижидкое" состояние, то уравнение течения, следующее из первого начала термодинамики, имеет вид

$$dP + \rho u du + \rho d a_{\text{т}} = 0. \tag{19}$$

Интегрирование (19) дает

$$P_k = \frac{1}{2}\rho u^2 + \rho a_{\text{т}}, \tag{20}$$

что тождественно совпадает с эмпирическим соотношением (2). Таким образом, термодинамический анализ подтверждает аддитивность прочностной и инерциальной составляющих сопротивления проникванию высокоскоростной кумулятивной струи в твердые преграды. Это указывает на большую обоснованность модели (3)–(5) по сравнению с (6) и другими феноменологическими модификациями гидродинамической модели кумулятивного бронепробивания.

Учет неодномерности картины проникания осесимметричной струи в полубесконечную преграду [3,16] и турбулентного характера течений, что установлено экспериментально [31,32], приводит к модификации (20), имеющей вид (см. соотношения (10) и (13))

$$P_k = \frac{1}{2}\varkappa\rho_{\text{п}}u^2 + \rho_{\text{п}}a_{\text{т}}\left[\frac{2}{3} + \ln\left(\frac{3G_{\text{п}}}{2a_{\text{т}}}\right)\right], \tag{21}$$

где $\varkappa$, как и в (8) и (13), связан с характером передачи импульса [20,24].

4. Для определения $a_{\text{т}}$ в рамках макротермодинамики заметим, что при рассматриваемых скоростях деформации $c_{\text{т}} < u < c_l$ переход к гидродинамическому режиму течения происходит в результате потери устойчивости упругого состояния. Система уравнений теории упругости в лагранжевой системе координат имеет вид [30]

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\Sigma_{ijkm}\frac{\partial u_k}{\partial x_m}\right) = 0, \tag{22}$$

где

$$\Sigma_{ijkm} = \lambda\delta_{ij}\delta_{km} + \mu\left(\delta_{im}\delta_{jk} + \delta_{ik}\delta_{jm}\right) + \sigma^0_{mm}\delta_{kj}\delta_{im},$$

$$\sigma_{ii} = \left(\lambda\delta_{km} + 2\mu\delta_{im}\delta_{jk}\right)\frac{\partial u^0_k}{\partial x_i}. \tag{23}$$

Здесь $\lambda, \mu \equiv G$ — коэффициенты Ламэ, σ^0_{mm} — компоненты тензора напряжений в начальном состоянии, u_k и u^0_k — компоненты вектора перемещений в возмущенном и начальном состояниях соответственно (δ_{ij} — символ Кронекера).

Тип уравнения (22) определяется знаком его характеристического определителя [33]

$$\Delta = \left(\Sigma_{1221}\varphi_1^2 + \Sigma_{2112}\varphi_2^2 + \Sigma_{3113}\varphi_3^2\right)\left(\Sigma_{1331}\varphi_1^2 + \Sigma_{2332}\varphi_2^2 + \Sigma_{3223}\varphi_3^2\right)\times$$

$$\times\left(\Sigma_{1111}\varphi_1^2 + \Sigma_{2222}\varphi_2^2 + \Sigma_{3333}\varphi_3^2\right), \tag{24}$$

где φ_i, $i = 1, 2, 3$ —произвольные величины, не равные одновременно нулю.

Легко видеть, что при выполнении хотя бы одного из равенств

$$\{\Sigma_{iiii};\ \Sigma_{ijji}\} = 0, \qquad i \neq j \tag{25}$$

происходит потеря эллиптичности уравнений (22). Поскольку $\mu > 0$, $\lambda + 2\mu > 0$, то условие (25) выполняется при

$$|P_k^*| = \mu \equiv G. \tag{26}$$

При $|P_k| > G$ система уравнений (22) становится гиперболической и материал деформируется в гидродинамическом режиме, оставаясь в кристаллической фазе [18].

Учитывая, что $\rho a_{\text{т}} = P_k^* \varepsilon_k$, где $\varepsilon_k = P^*/B$ (B — модуль объемной упругости), подставляя (26), получаем

$$\rho a_{\text{т}} = \frac{3(1-2\nu)}{2(1+\nu)} c_t^2 \rho, \tag{27}$$

что совпадает с выражением для динамической твердости, полученным в [34]. То есть корректный термодинамический анализ подтверждает эвристическую модель Златина–Кожушко [6,9], которую в рассматриваемом режиме $c_{\text{т}} < u < c_l$ необходимо лишь уточнить введением поправки на турбулентность (13), уменьшающей передачу импульса при внедрении струи в преграду. В случае металлической преграды эта поправка несущественна, поскольку $\text{Re}^{\text{п}}_{\text{кр}} \simeq \text{Re}^0_{\text{кр}}$, однако для керамических преград, когда $\text{Re}^{\text{п}}_{\text{кр}}$ существенно меньше, чем для металлической струи $\text{Re}^0_{\text{кр}} > 1/\sqrt{2} > \text{Re}^{\text{п}}_{\text{кр}}$, поправка на турбулентность становится определяющей [3,20,21].

5. Макрокинетика стационарного проникания длинных стержней в режиме $c_{\text{т}} < u < c_l$ определяется основным уравнением неравновесной термодинамики, которое выведено в [35] применительно к любым процессам в неравновесных системах (от квазиобратимых до предельно необратимых) на основе объединения уравнений первого и второго начал термодинамики.

6. Уравнения (3)–(5) иногда неправомерно используются для описания процесса проникания в полубесконечные преграды компактных тел. Проникание компактного недеформируемого тела — это существенно нестационарный процесс. Уравнение движения компактного недеформируемого тела в полубесконечной преграде из пластичного материала имеет вид

$$M u \frac{du}{dt} = S l_0 P_k, \tag{28}$$

где M — масса тела; S —площадь Миделева сечения; P_k определяется уравнением (20), если $\text{Re} = u/c_k > \text{Re}_{\text{кр}}$, или уравнением (21), если $\text{Re} > \text{Re}_{\text{кр}}$.

7. При сверхзвуковых скоростях проникания (при $u > c_R$ реализуется взрывной механизм выделения кинетической энергии бойка [24]) существен вклад сжимаемости материалов бойка и преграды в сопротивление прониканию как стержней, так и компактных тел [5,6,16]. Согласно [6], уменьшение скорости и глубины проникания струи, обусловленное сжимаемостью материала преграды, может быть учтено введением поправки

$$\beta = \left(2 - \frac{\rho_\text{п}}{\rho'_\text{п}}\right)^{-1/2} \tag{29}$$

в форме (прочностной поправкой пренебрегается)

$$u = \frac{\lambda\beta v_0}{1+\lambda\beta}, \qquad L = \beta\lambda l_0, \tag{30}$$

где $\rho'_\text{п}$ — плотность материала преграды за фронтом головной волны.

В [20] показано, что при $c_l < u < c_K$ в скачках уплотнения между фронтами ударных волн и поверхностью контакта преграды и внедряющегося бойка происходит туннельное плавление материалов бойка и преграды. Поэтому, подставляя соотношение (5.228) из [29]

$$\left(M^2 - 1\right)\frac{du}{u} = \frac{1}{c_l^2}da_\text{т}, \qquad M = \frac{u}{c_l}$$

в (20), получаем термодинамическое выражение для определения β, из которого следует

$$P_k = \rho_\text{п}\left(u^2 - c_l^2 \ln\frac{u}{c_l}\right) = \frac{1}{2}\rho_\text{п}u^2\left(2 - \frac{c_l^2}{u^2}\ln\frac{u}{c_l}\right), \tag{31}$$

справедливое при $c_l < u < c_R$ и совпадающее с (29), (30) при условии $\rho'_\text{п} = \rho_\text{п}(u/c_l)\ln^{-1}(u/c_l)$. По сути поправку на сжимаемость (31) можно рассматривать как прочностную составляющую для режима $c_l < u < c_R$, что соответствует концепции [23,24]. Это объясняет существование единой моделирующей кривой в координатах $(L/d,\ (\rho_0 v_0^2)/(\Delta H))$, предложенной Н.А.Златиным [10].

8. Таким образом, уравнения макрокинетики проникания тонких и компактных тел в полубесконечные преграды получены на основе первого и второго начал термодинамики.

Авторы выражают благодарность А.Д. Изотову, Н.А. Златину, А.В. Колотилову, А.А. Кожушко, В.Б. Лазареву, А.А. Любомудрову, Ю.И.Мещерякову, Л.П.Орленко, В.Е.Панину, Г.С.Пугачеву, А.Я.Сагомоняну, И.П.Спирихину, Э.С.Степанову, И.И.Томашевичу и В.П.Челышеву за полезные обсуждения вопросов, рассмотренных в настоящей работе.

Список литературы

[1] *Баланкин А.С.* // Синергетика деформируемого тела. Основы кинетической теории динамической прочности. М., 1991. 404 с.

[2] *Баланкин А.С., Любомудров А.А., Севрюков И.Т.* Физика сверхвысокоскоростного удара. М., 1991. 357 с.

[3] *Баланкин А.С., Любомудров А.А., Севрюков И.Т.* Кинетическая теория кумулятивного бронепробивания. М., 1989. 271 с.

[4] *Баланкин А.С.* Экстремальные технологии получения и обработки металлических материалов. М.: ВИНИИТИ, 1991. 66 с.

[5] *Лаврентьев М.А.* // УМН. 1957. Т. 12. № 4. С. 76–88.
[6] *Златин Н.А., Кожушко А.А.* // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 2. С. 330–334.
[7] *Кинеловский С.А., Тришин Ю.А.* // ФГВ. 1980. № 5. С. 26–40.
[8] *Кинеловский С.А., Маевский К.К.* // ЖПМТФ. 1989. № 2. С. 150–156.
[9] *Златин Н.А., Кожушко А.А., Рыкова И.И.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 16. С. 1497–1500.
[10] Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях / Под ред. Н.А.Златина, Г.И.Мишина. М.: Наука, 1974. С. 194–240.
[11] *Уляков П.И.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 1. С. 157–163.
[12] *Слепян Л.И.* // ФХПРПИ. 1978. № 5. С. 37–44.
[13] *Tate A.* // J. Mech. Phys. Solids. 1967. Vol. 15. P. 387–395. Ibid. 1969. Vol. 17. P. 141–149.
[14] *Томашевич И.И.* // ФГВ. 1987. № 2. С. 97–101.
[15] *Холт А.* // ФГВ. 1990. № 2. С. 136–137.
[16] *Самогонян А.Я.* Проникание. М., 1974. 257 с.
[17] *Агурейкин В.А., Вопилов А.А.* // ЖПМТФ. 1990. № 1. С. 75–79.
[18] *Баланкин А.С.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 13. С. 1221–1226, 1231–1234.
[19] *Баланкин А.С., Любомудров А.А., Яневич Г.Н.* // Там же. С. 1226–1230.
[20] *Баланкин А.С.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 22. С. 15–20.
[21] *Баланкин А.С.* // ФГВ. 1989. № 4. С. 130–140.
[22] *Яневич Г.Н., Баланкин А.С., Любомудров А.А., Севрюков И.Т.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 8. С. 201–204.
[23] *Спирихин И.П.* // ДАН СССР. 1989. Т. 309. № 6. С. 1407–1409.
[24] *Баланкин А.С., Яневич Г.Н.* // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. Вып. 7. С. 4–9.
[25] *Баланкин А.С.* // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 7. С. 14–20.
[26] *Гладышев Г.П.* Термодинамика и макрокинетика природных иерархических процессов. М.: Наука, 1988. 287 с.
[27] *Баланкин А.С., Иванова В.С.* // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. Вып. 1. С. 32–35.
[28] *Баланкин А.С.* // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. Вып. 6. С. 84–90.
[29] *Сычев В.В.* Дифференциальные уравнения термодинамики. М.: Высшая школа, 1991. 224 с.
[30] *Ильюшин А.А.* Механика сплошной среды. М., 1990. 310 с.
[31] *Атрошенко С.А., Баличева Т.В., Котов Г.В., Мещеряков Ю.И.* // ФММ. 1991. № 1. С. 188–196.
[32] *Барахтин Б.К., Савенков Г.Г.* // Материалы IV Всесоюз. совещания по детонации. М., 1988. Т. 2. С. 194–197.
[33] *Четаев Н.Г.* Устойчивость движения. М.: Наука, 1990. 176 с.
[34] *Бабушкин Г.А.* // ФММ. 1986. Т. 61. № 6. С. 1103–1113.
[35] *Эткин В.А.* // ЖФХ. 1988. Т. 62. № 12. С. 2446–2449.

Поступило в Редакцию
1 июля 1991 г.