

4. В. В. Митрофанов, А. В. Пинаев. Докл. АН СССР, 1975, 225, 3, 616.
5. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ФГВ, 1981, 17, 5, 86.
6. И. Н. Зверев, В. М. Гендугов, Н. И. Зверев. ФГВ, 1975, 11, 6, 903.
7. И. Н. Зверев, Н. И. Зверев, Н. Н. Смирнов. Газовая и волновая динамика. № 2. М., 1979.
8. Н. Н. Смирнов. Вестн. МГУ. Сер. 1. Мат., мех., 1980, 2, 81.
9. K. W. Ragland. AIAA J., 1970, 8, 3.
10. В. М. Гендугов. ФГВ, 1978, 14, 2, 66.
11. Н. И. Зверев, Н. Н. Смирнов. Вестн. МГУ. Сер. 1. Мат. мех., 1981, 3, 57.
12. Н. И. Зверев, Н. Н. Смирнов. Вестн. МГУ. Сер. 1. Мат., мех., 1979, 6, 82.
13. Ю. А. Кустов., С. С. Рыбанин. ФГВ, 1970, 7, 1, 54.
14. T. Hirano, M. Kinoshita. 15-th Symp. (Intern.) on Comb. Tokyo, 1974.
15. Н. Н. Смирнов. Вестн. МГУ. Сер. 1. Мат., мех., 1982, 3, 69.
16. Г. Майрлс.— В кн.: Ударные трубы. М., 1962.
17. Н. И. Зверев, Н. Н. Смирнов. ФГВ, 1981, 17, 6, 111.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПРИНЦИПОВ КИНЕТИЧЕСКОЙ КОНЦЕПЦИИ ПРОЧНОСТИ НА ПРОЦЕСС ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ

А. М. Молодец, А. Н. Дремин

(Черноголовка)

Кинетическая концепция прочности твердых тел [1, 2] содержит три важных утверждения: 1) приложение к твердому телу внешнего напряжения σ вызывает нагрузку межатомных связей, при этом за счет гетерогенности строения реальных тел на надатомном уровне внешняя нагрузка распределяется неравномерно и в некоторых микрообъемах возникают локальные напряжения, которые существенно превышают прикладываемые напряжения; 2) в перенапряженных объемах энергия активации распада межатомных связей понижается особенно сильно; именно в этих местах наиболее интенсивно идут процессы термофлуктуационного разрыва напряженных связей. Здесь формируются зародыши разрушения; 3) процесс разрушения завершается увеличением и объединением зародышевых повреждений, что приводит к распаду твердого тела на части.

В соответствии с этими утверждениями процесс разрушения так или иначе разделяется на стадии. Например, в [3] выделяются в прямом соответствии с 1)—3) три последовательные главные стадии. Может оказаться [4], что стадии 1 и 2 идут одновременно. Но, как правило, в квазистатических условиях основная доля долговечности приходится на длительность τ стадии накопления зародышей разрушения. При этом τ и приложенное напряжение σ связаны характерным для термоактивационных процессов соотношением

$$\tau = \tau_0 \exp [(U_0 - \gamma\sigma)/RT], \quad (1)$$

где R — газовая постоянная; T — абсолютная температура; τ_0 — универсальный для твердых тел коэффициент, равный 10^{-13} с; U_0 — энергия активации, которая определяется межатомным взаимодействием и является константой материала; γ — коэффициент, который определяется надатомной структурой и отражает роль локальных напряжений в процессе образования зародышевых несплошностей, коэффициент γ может быть функцией времени.

Универсальность и наглядный физический смысл уравнения (1) стимулируют попытки использовать его для описания временной зависимости откольной прочности [5—7]. Наиболее детально этот вопрос изучается сотрудниками Ленинградского физико-технического института, которыми к настоящему времени получена уникальная экспериментальная информация о процессе откола [8, 9]. Кроме этого, они же высказали утверждение [6], что уравнение (1) с коэффициентами, определенными в квазистатических экспериментах, остается справедливым и в области времени

$\sim 10^{-7}$ с, характерных для откола. Однако этому утверждению противоречат экспериментальные данные [10], которые свидетельствуют о том, что непосредственная экстраполяция (1) в область времен $\leq 10^{-5}$ с недопустима. Таким образом, вопрос о применимости (1) к отколу пока еще остается открытым.

В то же время ясно, что в случае положительного решения этой задачи открылись бы новые перспективы в изучении как откола, так и процесса разрушения вообще. Во-первых, это дало бы веский довод в пользу того, что откол имеет термоактивационную природу. Как следствие, появилась бы возможность целенаправленно изучать разрушение при сверхмалых ($< 10^{-7}$ с) временах, привлекая многочисленные качественные и количественные результаты исследования в квазистатической области. Новые физические представления об отколе могли бы оказаться полезными при изыскании нетрадиционных методов экспериментального исследования откола.

Но следует подчеркнуть, что привлечение уравнения (1) к описанию откола обязательно должно сопровождаться рядом предварительных разработок. Прежде всего нужна определенная модель процесса откола. Это необходимо для того, чтобы в отколе можно было выделить аналог стадии образования зародышевых несплошностей. Второе непеременимое условие заключается в том, чтобы рассмотреть вопрос о соотношении прикладываемых и локальных напряжений и выбрать определенную связь между этими переменными. По крайней мере, только после этого имеют смысл попытки использовать в деталях стандартную экспоненциальную зависимость (1) для описания экспериментальных данных о связи откольной прочности со временем.

Феноменологическая модель откола, в которой выделен аналог стадии накопления зародышевых несплошностей, предложена в [11, 12]. В настоящей работе в рамках модели [11, 12] предлагается описание зависимостей откольной прочности от времени докритической стадии с помощью уравнения (1) и дополнительного соотношения, связывающего между собой средний уровень локальных и прикладываемых напряжений.

Соотношение между локальными и прикладываемыми напряжениями

На основании [1—4, 13] будем придерживаться следующей точки зрения на механизм термоактивационной стадии разрушения. В твердом теле, подвергнутом действию растягивающей нагрузки, одновременно идут два процесса — пластическая деформация и образование зародышевых несплошностей. Предшествуя образованию зародышей разрушения, пластическая деформация создает локальные напряжения, способствующие термофлуктуационному зарождению субмикротрещин. Однако, поскольку локальные напряжения могут изменяться за счет релаксационных процессов, история локальных напряжений отличается от истории прикладываемых напряжений. Кроме этого, история локального напряжения в разных микрообъемах образца также различна. В результате процесс накопления зародышевых несплошностей при заданной температуре зависит не столько от величины прикладываемого напряжения, сколько от величины и распределения по объему локальных напряжений.

В данной работе примем как простейшее приближение, что в отношении роли локальных напряжений состояние материала можно охарактеризовать средним уровнем локальных напряжений $\sigma_L(t)$, который в каждый момент времени t одинаков для всего макроскопического объема образца. Что же касается закона изменения $\sigma_L(t)$, то предположим, что в каждый момент времени значение $\sigma_L(t)$ отличается от прикладываемого напряжения $\sigma(t)$ на величину прямо пропорциональную $\sigma(t)$, т. е.

$$\sigma_L(t) = \sigma(t) + \kappa\sigma(t), \quad (2)$$

где функция κ зависит от времени. В уравнении (2) второй член призван

отражать участие пластической деформации в появлении локальных напряжений. Поэтому, если материал деформируется только упруго, этот член в уравнении тождественно равен нулю. Однако в данной работе этот случай не рассматривается.

Будем считать, что установление локального напряжения $\sigma_L(t)$ происходит в течение характерного времени, иными словами, предположим, что функция $\kappa(t)$ определяется уравнением релаксационного типа

$$\dot{\kappa} = (\kappa_0 - \kappa) \theta_0^{-1} (t/\theta_0)^{\alpha-1}, \quad (3)$$

где κ_0 — предельное значение κ ; θ_0, α — параметры. Решение (3) имеет вид

$$\kappa(t) = \kappa_0 \{1 - \exp[-(t/\theta_0)^\alpha/\alpha]\}. \quad (4)$$

Величина

$$q = 1 + \kappa = \sigma_L(t)/\sigma(t) \quad (5)$$

является коэффициентом перенапряжения. Итак, в рамках принятой идеализации процесс установления локального напряжения имеет в соответствии с (4) и (5) характерное время $\theta = \alpha^{1/\alpha}\theta_0$.

Длительность стадии накопления зародышевых несплошностей

Введем функцию накопления поврежденности ϕ , характеризующую термоактивационную стадию разрушения. Значение ϕ равно нулю в начале процесса и единице в конце стадии накопления зародышевых несплошностей. Согласно [2], определим окорость ϕ как

$$\dot{\phi} = \tau_0^{-1} \exp[(-U_0 + V_a \sigma_L)/RT], \quad (6)$$

где V_a — активационный объем; σ_L — локальное напряжение, определенное в соответствии с (2)–(5). Длительность стадии накопления зародышевых несплошностей при постоянной температуре находим из условия

$$\int_0^\tau \dot{\phi} dt = 1. \quad (7)$$

Поскольку соотношение между σ_L и σ задано (2), то условие (7) позволяет получить критериальную связь $\tau(\sigma^*)$ между длительностью τ и значением прикладываемого напряжения $\sigma(\tau) = \sigma^*$ в момент окончания термоактивационной стадии разрушения.

В зависимости от соотношения времени нарастания θ локального напряжения и времени нагружения t , а также в зависимости от истории напряжений, функция $\tau(\sigma^*)$ может быть представлена различными аналитическими выражениями. Рассмотрим наиболее простые типичные варианты и по ходу определим параметры $V_a, \kappa_0, \alpha, \theta_0$ так, чтобы выражение (6) описывало как откольные, так и квазистатические экспериментальные данные.

Назовем квазистатическими испытаниями такие, которые проводятся при условии $t \gg \theta$. Тогда при испытании на долговечность большую часть времени скорость $\dot{\phi}$ будет определяться постоянным значением локального напряжения $\sigma_L \approx (1 + \kappa_0)\sigma^*$. Поэтому из (7) получаем

$$\tau \approx \tau_0 \exp[(U_0 - V_a(1 + \kappa_0)\sigma^*/RT)]. \quad (8)$$

Для того чтобы (8) было тождественно с (1), полагаем, что

$$V_a(1 + \kappa_0) = \gamma. \quad (9)$$

В случае сверхскоростных испытаний при $t \ll \theta$ имеем $\sigma_L(t) \approx \sigma(t)$. Если же при этом история напряжений такая же, как и в экспериментах по долговечности, то большую часть времени $\sigma_L \approx \sigma^*$ и, следовательно, вид функции $\tau(\sigma^*)$ аналогичен (8), т. е.

$$\tau \approx \tau_0 \exp [(U_0 - V_a \sigma^*)/RT]. \quad (10)$$

В условиях сверхскоростных испытаний можно ожидать реализации безактивационного разрушения при достижении напряжением значений теоретической прочности σ_T . В соответствии с этим, приравнивая показатель в экспоненте (10) нулю и оценивая σ_T по формуле $\sigma_T \approx 0,1E$, где E — модуль Юнга, определим величину V_a :

$$V_a = U_0/\sigma_T = U_0/0,1E, \quad (11)$$

что вместе с (9) дает

$$\kappa_0 = (\gamma \sigma_T / U_0) - 1. \quad (12)$$

Между двумя крайними вариантами $t \gg \theta$ и $t \ll \theta$ находится область долговечностей, где необходимо пользоваться формулой (4) без упрощений.

Согласно модели [11, 12], стадия накопления зародышевых несплошностей при отколе происходит в условиях активного нагружения. В связи с этим рассмотрим случай, когда термоактивационная стадия разрушения протекает в условиях нагружения с постоянной скоростью, т. е. такой случай, когда история прикладываемого напряжения имеет вид $\sigma(t) = \sigma t$, где $\sigma = \text{const}$. Учитывая (2), (6), (11), (12), запишем (7) в виде

$$B \theta_0 \int_0^{\tau/\theta_0} f(x) dx = 1, \quad (13)$$

где $x = t/\theta_0$; $f(x) = \exp(\gamma_a q \sigma \theta_0 x)$; $\gamma_a = U_0/\sigma_T RT$; $B = \tau_0^{-1} \exp(-U_0/RT)$. Чтобы оценить интеграл в (13), заметим, что под интегралом стоит быстроменяющаяся экспоненциальная функция $f(x)$. Поэтому воспользуемся способом оценки таких интегралов (см., например, [14]):

$$\int_0^{\tau/\theta_0} f(x) dx \approx f_x \left(\frac{\tau}{\theta_0} \right) \Big|_{f_x \left(\frac{\tau}{\theta_0} \right)}, \quad (14)$$

где производная функции $f(x)$ по x равна

$$f_x(x) = \gamma_a \sigma \theta_0 q (1 + x q x / q) f(x). \quad (15)$$

Подставляя (15) и (14) в (13), логарифмируя получившееся равенство и обозначая $\sigma(\tau) = \sigma^*$, запишем (13) в виде

$$\gamma_a q \sigma^* = \ln \frac{U_0}{RT} - \ln \frac{\tau}{\tau_0} + \ln \frac{\sigma^* q}{\sigma_T} + \ln \left[1 + \left(\frac{\tau}{\theta_0} \right) \frac{q_x}{q} \right] + \frac{U_0}{RT}, \quad (16)$$

где q_x — производная $q(x)$ по x , а значения $q(x)$ и $q_x(x)$ вычисляются при $x = \tau/\theta_0$. Выражение (16) неявно задает функцию $\tau(\sigma^*)$ при активном нагружении с постоянной скоростью. Заметим, что при $t \gg \theta$ и $t \ll \theta$, а следовательно, $\tau \gg \theta$ и $\tau \ll \theta$, когда в соответствии с (4), (5) q можно считать постоянным, соотношение (16), аналогично [15], представляет собой почти экспоненциальную зависимость между временем τ и напряжением σ^* при активном нагружении. Однако в промежуточной области q существенно непостоянный, поэтому для выяснения характера функциональной зависимости $\tau(\sigma^*)$ в этом случае необходимо более точное приближение (16). С этой целью сделаем сначала оценку первых четырех членов в правой части уравнения (16). При $U_0 \approx 418$ кДж/моль [2], типичном для твердых тел, $T \sim 300$ К, $R = 8,31 \cdot 10^{-3}$ кДж/(моль · град), $\tau < 1$ с, каждый из упомянутых членов по абсолютной величине гораздо меньше U_0/RT . Для первых двух справедливость этого утверждения очевидна. Для третьего имеем

$$-5 \approx \ln \frac{\sigma_b}{\sigma_T} < \ln \frac{\sigma^*}{\sigma_T} + \ln q < \ln(1 + \kappa_0) \approx \ln 50 < 5. \quad (17)$$

Здесь σ_b — технический предел прочности, который обычно в сотни или десятки раз меньше теоретической прочности σ_T ; $1 + \kappa_0$ — максимальное значение q .

Что же касается четвертого из рассматриваемых членов, то заметим, что его величина положительна и ограничена сверху своим максимальным значением ξ_{\max} :

$$\xi_{\max} \approx \ln [1 + \alpha(1 - \sqrt{2/(1 + \kappa_0)})]. \quad (18)$$

Выражение (18) получается в результате исследования функции $\xi(x) = \ln(1 + x\dot{q}_x/q)$ на экстремум и решения соответствующего уравнения, которое получается из условия равенства нулю производной исследуемой функции в точке максимума. Поскольку на основании (12) $\kappa_0 \approx 50$, то, ограничиваясь случаем небольших α ($\alpha \ll 1$), из (18) получаем $\xi_{\max} \ll \ln 2$, т. е. четвертый член в правой части (16) оказывается по абсолютной величине в несколько раз меньше всех остальных, что дает право им пренебречь.

Приведенные выше оценки позволяют представить выражение (16) с хорошей точностью в логарифмических координатах в явном виде

$$\ln \sigma^* \approx -\ln(q\gamma_0) + \left(\frac{U_0}{RT} - 1\right)^{-1} \left(\ln \frac{\tau_0}{\tau} + \frac{U_0}{RT} \ln \frac{U_0}{RT}\right). \quad (19)$$

Легко показать, что в переменных $y = \ln \sigma^*$, $z = \ln \tau$ график функции (19) имеет точку перегиба, координаты которой z_0 , $y(z_0)$ получаются из условия равенства нулю второй производной этой функции по z . Поскольку в некоторой окрестности точки перегиба первая производная функции почти постоянна, то в этой окрестности выражение (19) можно достаточно хорошо представить степенной зависимостью между τ и σ^* . Поскольку (19) есть приближение (16), то это означает, что здесь зависимость (16) между временем термоактивационной стадии и напряжением при активном нагружении оказывается почти степенной функцией. Предполагая, что именно в этой области находятся экспериментальные данные по отколу, можно определить параметры α и θ_0 , входящие в соотношение (4).

Определение параметров α и θ_0 на основе экспериментальных данных по отколу

Согласно [11, 12], при температурах, близких к комнатной, по крайней мере, для металлических материалов в области времен докритической стадии откола $\tau \sim 10^{-6} \div 10^{-8}$ с связь откольной прочности σ^* и постоянной скорости пластической деформации $\dot{\epsilon}$ в течение этой стадии выражается степенной функцией

$$\lg \sigma^* = m^{-1} \lg \dot{\epsilon} + m^{-1} \lg(\rho_0 C_0^2 m/A), \quad (20)$$

где ρ_0 — плотность материала; C_0 — объемная скорость звука; m , A — константы, характеризующие докритическую стадию откола. Так как между временем докритической стадии откола τ и скоростью пластической деформации $\dot{\epsilon}$ имеет место соотношение $\dot{\epsilon} \approx \sigma^*/(\tau \rho_0 C_0^2)$, то выражение (20) можно представить в виде

$$\lg \sigma^* = -(m-1)^{-1} \lg \tau + (m-1)^{-1} \lg(m/A), \quad (21)$$

где τ и σ^* придается [11] тот же физический смысл, что и в уравнении (7). Значения m и A определяются после того, как через экспериментальные точки $(\sigma_i^*, \tau_i, i = 1, 2, \dots, n)$ в координатах $\lg \sigma^*$, $\lg \tau$ проведена прямая. Так, на рисунке представлены экспериментальные данные по отколу в меди. Центром креста обозначен центр тяжести экспериментальных точек $\bar{y} = n^{-1} \sum \lg \sigma_i^*$, $\bar{z} = n^{-1} \sum \lg \tau_i$. Через точки методом наименьших квадратов проведена прямая L , наклон которой в соответствии с (21) есть $-(m-1)^{-1}$.

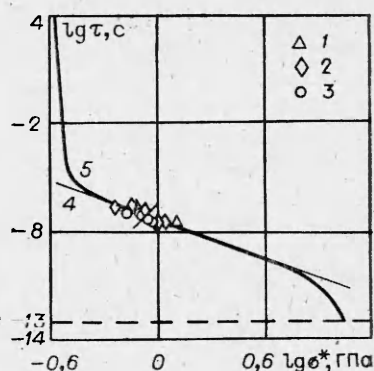
Временная зависимость прочности меди при активном нагружении.

1 — настоящая работа; 2 — [16]; 3 — данные Смита, используемые в [12].

Считая, что выражение (21) является линейным приближением (19) в интервале $\tau \sim 10^{-6} \div 10^{-8}$ с, потребуем, чтобы график (19) проходил через центр тяжести экспериментальных точек, а наклон графика (19) в этой точке равнялся $-(m-1)^{-1}$, т. е. $(\partial \lg \sigma^* / \partial \lg \tau)_\tau = -(m-1)^{-1}$. Эти два условия после соответствующих математических выкладок дают соотношения для определения α и θ_0 :

$$\left. \begin{aligned} \lg \theta_0 &= \ln \bar{\tau} - \alpha^{-1} \ln M, \\ \alpha &= -M / \ln [\kappa_0^{-1} (1 + \kappa_0 - \bar{q})], \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

где \bar{q} , M определяются следующими выражениями: $\bar{q} = \exp A_0$; $A_0 = -\ln \sigma \gamma_a + (-1 + U_0/RT)^{-1} [\ln (\tau_0/\tau) + (U_0/RT) \ln (U_0/RT)]$; $M = \bar{q} [m - 1 - (-1 + U_0/RT)^{-1}] / (1 + \kappa_0 - \bar{q})$; $\bar{\tau} = 10^2$; $\bar{\sigma} = 10^9$. Взяв для меди численные значения $U_0 = 339$ кДж/моль, $\gamma = 981,5$ кДж/(моль·ГПа), $\tau_0 = 10^{-13}$ с из [2], $E = 125$ ГПа, $\bar{\sigma} = 0,872$ ГПа, $\bar{\tau} = 10^{-7,14}$ с, $(m-1)^{-1} = 0,271$ и приняв температуру $T = 300$ К, получим с помощью (22) для этого металла величины $\alpha = 0,36$, $\theta_0 = 10^{-4,92}$ с (ошибки в значениях α и θ_0 составляют соответственно $\Delta \alpha \approx +0,06$; $\Delta \lg \theta_0 \approx +0,7$). С использованием приведенных выше численных значений U_0 , τ_0 , γ , E , α , θ_0 на рисунке построен график 5, задаваемый выражением (16) при $T = 300$ К.



Обсуждение результатов

Сопоставление кривой 5 с экспериментальными данными 1–3 рисунка позволяет заключить, что в рамках предлагаемой трактовки оказывается возможным с единой точки зрения анализировать и описывать начальную стадию процесса разрушения практически во всем диапазоне времен нагружения. Отметим, что в области откола коэффициент перенапряжения $q \approx \bar{q}$, что примерно в 3 раза меньше своего предельного значения $1 + \kappa_0$. Это означает, что одному и тому же уровню локального напряжения при отколе соответствуют более высокие значения прикладываемых напряжений, чем в квазистатических условиях. В результате при отколе в материале реализуются такие высокие значения средних растягивающих напряжений, которые в квазистатических условиях недостижимы.

Таким образом, используя модель откола [11, 12] и принимая во внимание различие между локальными и средними напряжениями при отколе, удастся распространить принципы кинетической концепции прочности на процесс откольного разрушения.

Основываясь на этом результате, можно высказать несколько дополнительных соображений гипотетического характера. Возможно, что термоактивационная стадия при отколе в металлах протекает так же, как и в квазистатических условиях, а именно: зародышевыми несплошностями являются субмикротрещины размером $\lesssim 10^{-7}$ м. Субмикротрещины возникают под действием тепловых флуктуаций в перенапряженных объемах, которые появляются в результате неоднородности протекания пластической деформации по малым объемам. В связи с этим возникает новый вопрос в исследовании откола — детализация физических закономерностей, обуславливающих появление локальных напряжений

при ударно-волновом нагружении. Поэтому приобретает актуальность изыскание экспериментальных методов исследования таких, как, например, [17], которые дают информацию о деформационных неоднородностях непосредственно во время действия импульса нагружения. Что же касается температурной зависимости прочности при отколе, то ее интерпретация окажется скорее всего сложнее, чем в квазистатических условиях, поскольку при отколе необходимо дополнительно рассмотреть температурную зависимость скорости процессов, ответственных за появление перенапряжений.

Очевидно, параллельно процессу образования зародышевых несплошностей происходит их объединение и рост. Но, по-видимому, накопление субмикротрещин постоянного размера превалирует до тех пор, пока их концентрация не достигнет критической. Затем ситуация становится противоположной — начинают преобладать процессы объединения несплошностей, их роста и интенсивной деформации перемычек между распространяющимися трещинами. На этой закритической стадии определяющими будут иные физические закономерности. Существенную роль будут играть энергетические затраты [18] на пластическую деформацию в приповерхностном слое трещин. Можно надеяться, что в этом отношении при исследовании закритической стадии откола окажется плодотворной методика [19, 20] изучения рассеяния энергии в отколочно поврежденном материале.

Если на стадии зарождения несплошностей можно практически пренебречь влиянием поврежденности на реологическое поведение материала, то на закритической стадии это влияние необходимо учитывать, например, так, как это делается в [21, 22]. Более того, в процессе закритической стадии размер несплошностей может оказаться сравнимым с характерным размером задачи, и поэтому на поздних стадиях описание откола в терминах механики сплошных сред потребует некоторой модернизации.

Поступила в редакцию 8/IV 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. С. И. Журков. Вестн. АН СССР, 1968, 3, 46.
2. В. Р. Регель, А. И. Слункер, Э. Е. Томашевский. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974.
3. В. И. Бетехтин, В. И. Владимиров. — В кн.: Проблемы прочности и пластичности твердых тел. Л.: Наука, 1979.
4. В. А. Степанов. — В сб.: Проблемы прочности и пластичности твердых тел. Л.: Наука, 1979.
5. Б. А. Тарасов. Проблемы прочности, 1972, 12, 63.
6. Н. А. Златин, Г. С. Пугачев. — В кн.: III Всесоюз. симпозиум по импульсным давлениям. М., 1979.
7. Б. Л. Глушак, С. А. Новиков и др. Докл. АН СССР, 1981, 259, 4, 830.
8. Л. Д. Воловец, Н. А. Златин, Г. С. Пугачев. — В кн.: Проблемы прочности и пластичности твердых тел. Л.: Наука, 1979.
9. И. А. Златин, Г. С. Пугачев и др. ЖТФ, 1981, 51, 7, 1507.
10. А. П. Ващенко, В. П. Романченко. — В кн.: Детонация. Матер. II Всесоюз. совещания по детонации. Вып. II. Черноголовка, 1981.
11. А. М. Молодец, А. П. Дремин. Докл. АН СССР, 1979, 249, 6, 1361.
12. А. И. Дремин, А. М. Молодец. ПМТФ, 1980, 6, 85.
13. А. В. Степанов. Основы практической прочности кристаллов. М.: Наука, 1974.
14. Я. Б. Зельдович, А. Д. Мышкис. Элементы прикладной математики. М.: Наука, 1967.
15. С. И. Журков, Э. Е. Томашевский. — В кн.: Некоторые проблемы прочности твердого тела. М.: Изд-во АН СССР, 1959.
16. В. И. Романченко, Г. В. Степанов. ПМТФ, 1980, 4, 441.
17. Л. В. Альтшулер, Л. А. Егоров и др. ЖЭТФ, 1981, 81, 62 (8), 672.
18. А. Г. Иванов, В. И. Минеев. ФГВ, 1979, 15, 5, 70.
19. А. М. Молодец. — В кн.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черноголовка, 1978.
20. А. Г. Иванов, О. А. Клещевников и др. ФГВ, 1981, 17, 6, 82.
21. L. Davison, A. L. Stevens, M. E. Kipp. J. Mech. Phys. Solids, 1977, 25, 11.
22. D. R. Curran, L. Seaman, D. A. Shockey. Phys. Today, 1977, 30, 46.