

## О КИНЕТИЧЕСКОМ ХАРАКТЕРЕ ХРУПКОГО РАЗРУШЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

В. С. Никифоровский

(Новосибирск)

Проблемы прочности сооружений, расчет критических нагрузок в деталях машин и исследование их разрушений возникли и решаются с момента появления первых конструкций. Наиболее опасным видом разрушения можно считать хрупкое откольное разрушение. Во многих случаях трещины разрыва зарождаются по поверхностям, перпендикулярным максимальному действующему растягивающему напряжению, и именно по этим поверхностям происходит разделение атомных слоев [1, 2]. Однако даже в случае действия динамических напряжений большой амплитуды недостаточно принять «критическую» точку зрения, необходим кинетический подход. Мало создать в теле критический уровень по напряжениям, деформациям или любой их комбинации, следует учесть время, за которое созданная ситуация произведет в материале необходимые изменения, подготовку его к разрушению. Большинство исследователей все более интере-

суются временными аспектами прочности чисто теоретически или с точки зрения определения свойств материалов [3]; в области применения этих сведений в решении конкретных задач сделаны только первые робкие шаги [4, 5]. Данная работа посвящена обсуждению ряда моментов, показывающих необходимость учета временных характеристик процесса хрупкого разрушения.

1. Одна из наиболее простых картин откольного разрушения имеет место в одномерном случае. Именно одномерная картина не раз использовалась в качестве модельной для изучения элементов явления или свойств материалов. Кроме того, в ряде реальных объектов поля напряжений с хорошей точностью могут быть приняты одномерными. Таковыми являются волны напряжений вдали от источника в однородной или слоистой среде или вблизи оси симметрии сложной пространственной картины, а также в стержневых конструкциях.

Рассмотрим задачу о распространении волны треугольного профиля без участка нарастания и без затухания с максимумом напряжений  $\sigma_*$  и длиной  $\lambda = cT$  ( $T$  — длительность волны;  $c$  — скорость ее распространения в среде) вдоль стержня длиной  $b$  и отражении ее от свободного торца. В точке наблюдения  $x$  (расстояние от свободного торца) в момент времени  $t_1 = (b - x)c^{-1}$  напряжение скачком принимает значение  $\sigma_*$  и уменьшается по линейному закону; в момент времени  $t_2 = (b + x)c^{-1}$  приходит отраженная волна с максимумом растягивающих значений  $\sigma_*$

$$\sigma = -\sigma_* [1 - (t - t_1)/T] \varepsilon(t - t_1) \varepsilon(T + t_1 - t) + \\ + \sigma_* [1 - (t - t_2)/T] \varepsilon(t - t_2) \varepsilon(T + t_2 - t),$$

где  $\varepsilon(t)$  — единичная функция. Если рассматриваемая точка расположена ближе половины длины волны к свободному торцу  $x \leq \lambda/2$ , то происходит наложение этих волн. В течение отрезка времени  $t_3 = T - 2x/c$  растягивающее значение напряжения величины

$$(1.1) \quad \sigma = (2x/c) d\sigma/dt = 2x\sigma_*/\lambda$$

остаётся постоянным, начиная с момента  $t_3$ , т. е. имеет место динамический аналог «статической» экспериментальной схемы С. Н. Журкова. Это позволяет сформулировать обратную экспериментально-аналитическую задачу об определении прочностных характеристик среды, включающую постановку специального эксперимента с простым пересчетом [6, 7].

На примере этой задачи можно провести интересное сопоставление результатов анализа откольного разрушения с применением первой теории прочности (по наибольшим растягивающим напряжениям)

$$(1.2) \quad \sigma \leq \sigma_0$$

и некоторых ее временных обобщений, например,

$$(1.3) \quad J = \int_0^{\tau_p} \sigma(t) dt \leq J_0;$$

$$(1.4) \quad \tau = A e^{-B\sigma(t)}$$

с анализом степени подготовленности среды к разрушению по

$$(1.5) \quad \Phi = \int_0^{\tau_p} \frac{dt}{\tau} = 1,$$

где  $J_0$ ,  $A$ ,  $B$  — прочностные константы материала, в частности,  $J_0$  — критическое значение импульса растягивающих напряжений;  $\tau$  — долговечность материала;  $\tau_p$  — время разрушения; интегрирование производится по всем отрезкам времени, в которые напряжение  $\sigma(t)$  является растягивающим.

При выполнении критерия (1.2) толщина первого откольного разрушения  $\delta$  равна половине расстояния в волне от ее фронта до точки, соответствующей уменьшению напряжения на величину  $\sigma_0$ . Если максимальная амплитуда волны в несколько раз превышает предел прочности, происходит множественный откол [8, 9]

$$(1.6) \quad \delta = \sigma_0 \lambda / (2\sigma_*); \quad n = \lceil \sigma_* / \sigma_0 \rceil; \quad n\delta \leq \lambda/2,$$

где  $n$  — число откольных разрушений, квадратные скобки означают, что нужно взять целую часть дроби. Так как разрушение происходит сразу по выполнению условия (1.2), т. е. на фронте отраженной волны, то отлетающая пластинка «уносит» с собой переднюю часть импульса волны длиной  $2\delta$ : от новой поверхности отражается импульс, подобный первоначальному, поэтому толщина последующих отколов также равна  $\delta$ , а общая толщина всех отколов не превышает половины длины волны (1.6).

С точки зрения временных критериев (1.3) — (1.5) момент прихода отраженной волны растяжения любой амплитуды в отличие от предыдущего не является критическим для данной точки. Эта часть волны должна подготовить материал к разрушению, поэтому в момент откола в избранной точке передняя часть импульса волны растяжения («критическая фаза»), подготовившая разрушение, распространяется дальше в глубь стержня. Отлетающая пластинка «уносит» с собой не начало, а некоторую среднюю часть импульса волны, оставшаяся часть импульса при отражении от новой поверхности подстраивается к первой «критической фазе» волны. Действуя на фоне меньших амплитуд прямой волны, «критическая фаза» может подготовить среду к разрушению несколько скорее: появляется тенденция к уменьшению толщины последующих откольных пластинок. Может иметь место непрерывное разрушение идеального одноволнового материала типа кавитации на большую глубину.

В этих условиях (волна треугольного профиля без участка нарастания, критерий (1.3)) импульс растягивающих напряжений в точках, расположенных на расстоянии  $x$  от свободного торца стержня, имеет вид

$$J(x, t) = 2x\sigma_* / \lambda |t - (b + x)/c|, \quad t_2 < t < t_2 + t_3.$$

Можно вычислить момент времени

$$(1.7) \quad t = J_0 \lambda / (2x\sigma_*) + (b + x)/c; \quad \delta = x(t_{\min}) = \sqrt{J_0 \lambda c / (2\sigma_*)}$$

или

$$t = (xc)^{-1}(x^2 + bx + \delta^2); \quad \tau_p = (b + 2\delta)/c$$

выполнения критерия (1.3) в рассматриваемой точке и толщину первой откольной пластины в точке минимума кривой  $\tau_p = \min t(x)$ .

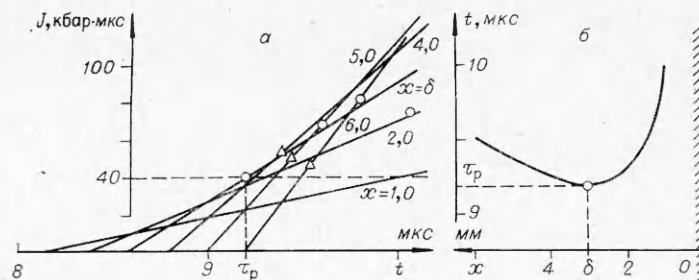
На фиг. 1, а показан характер кривых  $J(x, t)$  в зависимости от времени (прямые сплошные линии на первом участке) для случая  $\sigma_* = 380$  кбар,  $c = 5$  км/с,  $T = 7$  мкс,  $b = 40$  мм,  $J_0 = 50$  кбар·мкс; штриховой линией соответствует критический уровень импульса напряжений. На фиг. 1, б показан характер изменения линии  $t(x)$  с характерным минимумом в точке откола. Если принять, что критический импульс (1.3) связан с пределом прочности на разрыв (1.2) зависимостью  $J_0 = \sigma_0 T_1$  и  $T_1/T = \sigma_0/(2\sigma_*)$ , то формулы (1.6), (1.7) для  $\delta$  идентичны.

Рассмотрим более детально вопрос о множественном отколе. Примем за начало отсчета координату первого откола  $x = \delta$  и момент первого разрушения  $t = \tau_p$ . Во всех точках  $y = x - \delta$ ,  $y > 0$  в моменты времени  $\tau = t - \tau_p$  импульс растягивающих напряжений превышает критический

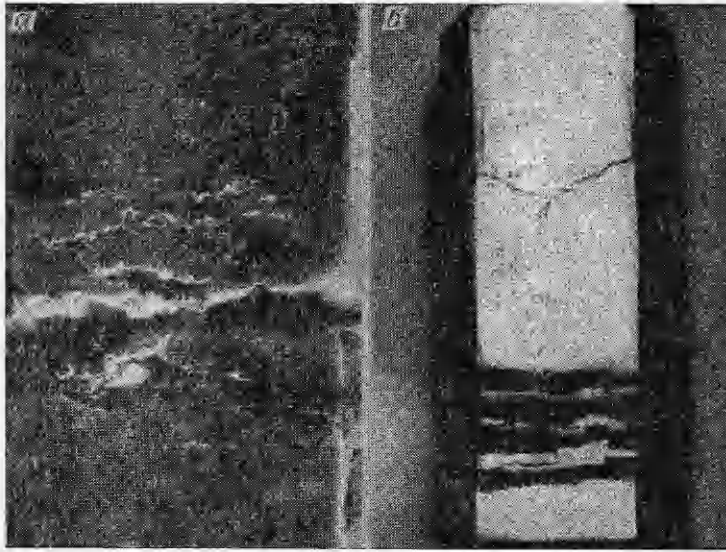
$$(1.8) \quad J(y, \tau) = J_0 + 2\sigma_*(\lambda c)^{-1}[\sigma\tau(\delta + y) - y^2] > J_0,$$

так как в рассматриваемые моменты времени  $\sigma\tau > y$ . Это означает, что во всех последующих точках  $y > 0$  критерий разрушения выполнен, имеют место условия для непрерывного разрушения, шелушения типа кавитации. В этом смысле обращают на себя внимание следующие особенности экспериментально полученной картины разрушения (рис. 2 [10]). Откольная «поверхность» — целая переходная зона хаотически разрушенного «кипящего» металла — имеет рваный неровный характер (фиг. 2, а), после первой откольной пластинки может идти целая серия весьма тонких откольных чешуек (фиг. 2, б). В этом же отношении весьма интересна картина первого откольного разрушения 1 фиг. 3, а (Ст.3, образцы  $200 \times 200 \times 40$  мм<sup>3</sup>, заряд на лицевой поверхности из ТГ 50/50 диаметром 30 мм и высотой 30 мм [6]). Здесь трудно определить действительную толщину откола, видно рваное хаотическое разрушение материала на некоторую глубину после четко видимой первой откольной пластинки.

Эффективная часть импульса напряжений в момент первого откола в более глубоких точках действует на фоне меньшего сжатия в прямой волне, это говорит об ускорении процесса подготовки среды к разрушению, а следовательно, о том, что скорость фронта разрушения в этих



Фиг. 1

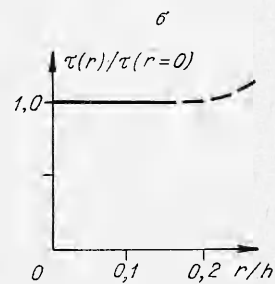
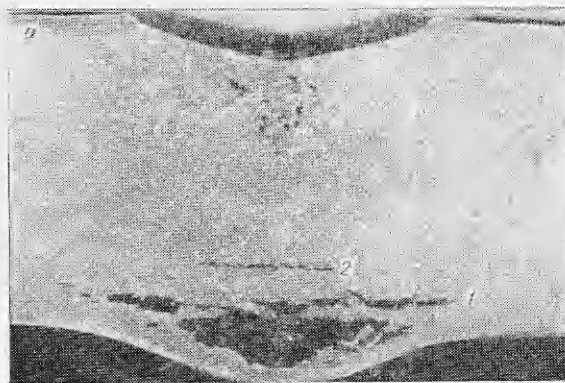


Фиг. 2

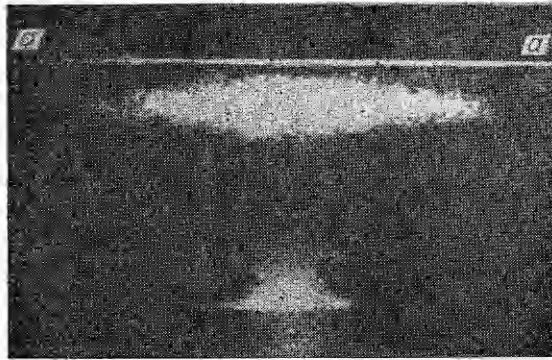
точках может быть больше скорости звука. Действительно, прямые ливии (см. фиг. 1, а) становятся круче в последующих точках; кружки и треугольнички на этих прямых показывают момент прихода (со скоростью звука) информации о первом отколе и об отколах в предыдущей точке, для которой дана здесь же аналогичная зависимость соответственно. Характерно, что эта информация запаздывает к моменту выполнения критерия прочности и не может повлиять на процесс разрушения. В результате чего фронт разрушения будет догонять фронт волны до тех пор, пока не останется критическая часть эффективного разрушающего импульса длительностью

$$(1.9) \quad \tau_0 \approx J_0 T / (2J_*), \quad J_* = 1/2 \cdot \sigma_* T, \quad J_0 < J_*,$$

которая производит разрушение всего откольного стержня. уже не уменьшаясь в процессе откола.



Фиг. 3



Фиг. 4

$x = \delta$  и затем уменьшается, приближаясь к скорости звука, но оставаясь больше нее. Так как формулы (1.7) — (1.10) справедливы для точек, в которых отрезок времени  $t_3$  постоянства напряжений (1.1) больше времени до разрушения (1.7), т. е. для точек  $x_1 \leq x \leq x_2$

$$x_1 \simeq \delta^2/\lambda; \quad x_2 \simeq (1/2)\lambda(1 - 2\delta^2/\lambda^2),$$

то в точках  $x \geq x_2$  растягивающее напряжение уменьшится, а накопление критического импульса произойдет в более поздние моменты времени. Последний факт приведет к более быстрому, чем по (1.10), уменьшению скорости фронта разрушения до скорости звука.

Весьма важные соображения о характере откола высказаны в [11], где на основе анализа экспериментально полученных картин разрушения твердых тел отмечается идеальность их с явлением кавитации в жидкостях. На фиг. 4 показан момент кавитационного разрушения [11] в жидкостях, здесь можно отметить темную зону вблизи поверхности  $a$  —  $a$  — резкий переход от неразрушенной области к разрушенной и плавный переход от кавитационной каверны к неразрушенной зоне в глубине жидкости. Эти же характерные особенности даны на фиг. 1, б — время выполнения временного критерия прочности в твердом теле. Также интересна большая протяженность каверны вдоль поверхности со сравнительной однородностью.

В этой ситуации образование конкретных кусков, кроме первого откола (а не «кавитационной пыли»), и окончание разрушения можно понять, например, как результат разброса в прочностных параметрах в реальном твердом теле и более раннего, чем в идеальном однородном теле, образования первого откольного разрушения (на минимуме прочностных констант) с эффектом освобождения от разрушающих значений нагрузки окрестности, близкой к новой свободной поверхности.

2. Интересные качественные и количественные особенности процесса разрушения могут быть отмечены в случае отражения сферических волн от свободной поверхности: тыльный откол в пластинах, приповерхностные разрушения в подземном взрыве.

Некоторые оценки откольного разрушения в пластинах на основе анализа точного решения на оси симметрии картины явления получены в [12, 13]. Там же обсуждаются дополнительные возможности осуществления откольного разрушения среды при учете длительности действия фаз растяжения. На этом основаны учет экстремальных свойств импульса растягивающих напряжений в отраженных волнах, а также учет фазы

Непосредственные сведения о скорости фронта разрушения можно получить на фиг. 1, б или по формулам (1.7)

$$(1.10) \quad v = dx/dt = c/(1 - \delta^2/x^2), \quad x \geq \delta.$$

Здесь точка  $x(t)$ , взятая из (1.7), характеризует положение фронта разрушения в момент времени  $t$ , скорость фронта разрушения бесконечна в первый момент сразу же после первого откола при

растяжения в прямой поперечной волне [13], которая играет далеко не малую роль в процессе откола, в отличие от того, как отмечалось в [11].

Действительно, важным свойством в этом отношении эпюр вертикальной компоненты тензора напряжений  $\sigma_z(t)$  является наличие на них двух фаз растягивающих напряжений, а также изменение самих фаз и их взаимного расположения в зависимости от положения рассматриваемой точки. Фазы растяжения появляются только на фоне разгрузки в сигнале и проявляются тем сильнее, чем интенсивнее переход от нагрузки к разгрузке. Первая фаза обусловлена наличием отраженной продольной волны, вторая — результат действия прямой поперечной волны и имеет меньшие амплитуды, но большую продолжительность, чем первая.

Такое многообразие возможностей получения растягивающих напряжений  $\sigma_z$  позволяет обсудить несколько вариантов механизма начала откольного разрушения. При сильных воздействиях откольное разрушение инициируется просто первым отражением, в котором растягивающие значения  $\sigma_z$  велики и действуют достаточно для развития разрушения время, в этом случае имеют место тонкие откольные пластинки. При менее сильных воздействиях появление и местоположение разрушения может быть связано с экстремальными свойствами этого первого отраженного импульса — первой фазы растяжения. При еще меньших воздействиях, когда первой фазы недостаточно для откольного разрушения, важную роль играет вторая фаза растяжения в прямой волне сдвига; совместного действия этих фаз может быть достаточно для разрушения. Если назвать местом разрушения геометрическое место точек, в которых происходит смыкание этих фаз, т. е. вторая фаза непосредственно следует за первой, то можно определить некоторую сферическую поверхность, удаляющуюся внутрь среды от тыльной поверхности

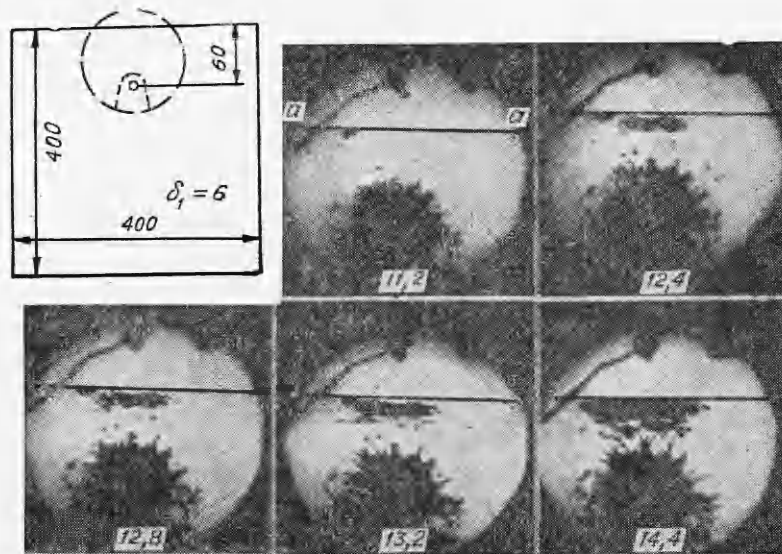
$$[\eta + 2\gamma^2/(1 - \gamma^2)]^2 + \xi^2 = 4\gamma^2(1 - \gamma^2)^{-2}; \quad \eta = z/h; \quad \xi = r/h; \quad \gamma = v_s/v_p,$$

где  $h$  — толщина пластины;  $r, z$  — цилиндрические координаты;  $v_s$  и  $v_p$  — скорости поперечных и продольных волн. Результат такого взаимодействия можно видеть на фиг. 3, *a* — далекое от тыльной стороны разрушение 2.

На основе точного упругого решения на оси симметрии пластины и асимптотических его оценок на фронтах волн [6, 13] можно построить хорошее приближение в окрестности оси симметрии. На фиг. 3, *b* показана зависимость времени разрушения  $\tau(r)/\tau(r=0)$  от радиальной координаты, подсчитанного по (1.4), (1.5) для точечного источника. График имеет характерный горизонтальный прямолинейный участок, что указывает на одновременность подготовки материала среды к разрушению по плоской поверхности, параллельной тыльной стороне пластины, что также согласуется с однородностью кавитационной каверны (см. фиг. 4), отмеченной выше. Тенденцию графика к удалению его от свободной границы можно связать с поворотом откольной поверхности в глубь материала; то, что реальное воздействие не точечное, как принято в расчете, должно способствовать ослаблению этой характерной особенности.

Аналогичная подготовка к разрушению (его «задержка») имеет место и в случае выхода цилиндрической или сферической волн на плоскую свободную поверхность. Фиг. 5 дает некоторое представление об откольных разрушениях в стеклянной пластине [14]  $400 \times 400 \times 6$  мм<sup>3</sup>, нагружаемой зарядом тэна весом 100 мг, расположенным на расстоянии 60 мм от одной из граней. Здесь показаны схема эксперимента и ряд последовательных состояний пластинки в момент времени, отмеченный цифрами в микросекундах, штрихом показан круг поля зрения. Следует обратить внимание на то, что откольная зона — почернение вблизи поверхности





Фиг. 5

(свободной границы пластинки  $a - a$ ) — появляется скачком со скоростью 35 и 7 км/с в горизонтальном и вертикальном направлениях соответственно, затем замирает и снова увеличивается скачком с приблизительно такими же скоростями. Факты запаздывания, а затем остановки разрушения, чрезвычайно большие скорости его фронта, структура разрушенной зоны (см. фиг. 5, зона составлена из множества отдельных малых трещин, затем соединяющихся между собой), развитие разрушения как в глубь среды, так и к свободной поверхности (последнее соответствует возникновению вторичных отколовшихся разрушений в отколовшихся частицах) — все это может быть понято только с кинетической точки зрения. Именно в этом смысле скорость фронта разрушения (а не скорость движения одиночной трещины), не кажущаяся, а реальная скорость разрушения, может быть по величине больше скорости звука в материале и поэтому зачастую является не характеристикой материала, хотя в большой степени зависит от его свойств, а характеристикой задачи — зависит от геометрии и характера нагружения.

Анализ показывает, что оптимальные силовые и временные условия разрушения выполняются не на плоской поверхности, параллельной границе полупространства. В окрестности оси симметрии вблизи поверхности полупространства (малые  $\xi = r R_0^{-1}$ ,  $\eta = z R_0^{-1}$  такие, что  $1 - \eta > \xi$ , где  $r$  и  $z$  — расстояние точки от оси симметрии и поверхности полупространства;  $R_0$  — характерный размер задачи) для описания положения этой поверхности имеет место приближенное соотношение

$$\eta \simeq T / [\gamma(2 - \xi^2)],$$

где  $T$  — длительность сигнала. Последнее соотношение описывает некоторую выпуклую в сторону свободной границы поверхность с краями, уходящими внутрь полупространства, что согласуется с аналогичным результатом для пластины (см. фиг. 3, б) и находит интересное экспериментальное подтверждение [15].

Поступила 21 XII 1975

## ЛИТЕРАТУРА

1. Керкхоф Ф. Модуляция хрупкой трещины упругими волнами.— В кн.: Физика быстропротекающих процессов. Т. 2. М., «Мир», 1971.
2. Смит К. Основы физики металлов. М., 1959.
3. Златин Н. А. и др. Временные закономерности процесса разрушения металлов при интенсивных нагрузках.— ФТТ, 1974, т. 16, вып. 6.
4. Бахрах С. М. и др. Исследование свойств металлов в условиях динамического многоосного растяжения.— В кн.: Тезисы докл. I Всесоюз. симпозиума по импульсному давлению. М., 1973.
5. Мирзаев И. М., Никифоровский В. С. Исследование распространения плоских волн и разрушения в упругих и неидеально упругих конструкциях.— ФТПРПИ, 1973, № 2.
6. Никифоровский В. С., Сабитова С. И., Стреляев А. Е. О постановке некоторой полуобратной задачи изучения прочностных характеристик материалов.— В кн.: V Всесоюз. симпозиум по распространению упругих и упругопластических волн. Алма-Ата, «Наука», 1971. К вопросу о разрушении твердых тел при динамическом нагружении.— ФТПРПИ, 1970, № 5.
7. Schall R., Thomer G. Zur Bestimmung Dynamischer Zugfestigkeiten aus dem Abplatzeffect.— «Wehrtechnische Monatshefte», 1965, Н. 7.
8. Kumaо H. Fragmentation of rock through blasting.— «J. Industr. Explos. Soc. Japan», 1956, N 1.
9. Юревич Г. Г., Беляков В. Д., Севастьянов Б. Н. Охрана горных выработок от воздействия взрывов. М., «Недра», 1972.
10. Broberg K. Some aspects of the mechanism of scabbing.— In: Stress wave propagation in materials. N. Y., 1960.
11. Кольский Г., Рейдер Д. Волны напряжений и разрушение.— В кн.: Разрушение. Ч. 1. М., «Мир», 1973.
12. Огурцов К. И. Волны напряжений в упругой плите.— ПММ, 1960, т. XXIV, вып. 3.
13. Никифоровский В. С., Онисько Н. И. К вопросу о тыльном отколе в упругой плите.— ФТПРПИ, 1967, № 6.
14. Гаек Ю. В. Исследование процесса разрушения уступа и выбор рационального замедления при взрывании скважинных зарядов на карьерах. Автореф. на соиск. учен. степени канд. техн. наук. Ленингр. ун-т, 1961.
15. Беляков В. Д. Исследование методом фотоупругости действия упругих волн напряжений на обнаженные поверхности горных выработок. Автореф. на соиск. учен. степени канд. техн. наук. М., ИГД АН СССР, 1968.

УДК 534.26

## О ДИНАМИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СИСТЕМ ТРЕЩИН В УСЛОВИЯХ АНТИПЛОСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

П. А. Мартынюк, Э. Б. Поляк

(Новосибирск)

Задачи о динамическом воздействии на изолированную трещину, расположенную в бесконечном упругом теле, решались в работах [1—4]. Представляет интерес получить решение динамических задач, отвечающих более сложной геометрии, и выяснить влияние наличия соседних трещин, систем трещин, границ тела.

Для антиплоской деформации математическое описание упругой среды существенно проще, чем для плоской деформации, но характерные черты явления она отражает верно. В данном случае удается получить точные решения предельных задач, когда длина трещин много больше или расстояния между ними, или расстояния до границы полупространства. Используемый метод решения без особых затруднений переносится и на случай плоской деформации.

**1. Система параллельных трещин.** Рассматривается упругое изотропное пространство, содержащее бесконечно большое число трещин длиной  $2l_0$  и  $2L$ , расположенных параллельно друг другу на расстоянии  $2h$  одна