

21. Златин Н. А., Иоффе Б. С. О временной зависимости сопротивления отрыву при отколе.— ЖТФ, 1972, т. XLII, № 8.
22. Новиков С. А., Синицына Л. М. О влиянии скорости деформирования при отколе на величину разрушающих напряжений.— ФММ, 1969, т. 28, вып. 6.
23. Фадеев Ю. И. Временные критерии разрушения в динамике твердого тела.— В кн.: Динамические задачи механики сплошных сред. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1977.
24. Еременко А. С., Новиков С. А., Погорелов А. П. Исследование распространения и взаимодействия быстрых трещин в органическом стекле.— ПМТФ, 1979, № 4.
25. Иванов А. Г., Минеев В. Н. О масштабных эффектах при разрушении.— ФГВ, 1979, № 5.
26. Голубев В. К., Новиков С. А., Синицына Л. М. О разрушении материалов при нагружении взрывом листового заряда ВВ.— ПМТФ, 1981, № 2.
27. Привалов Ю. М., Солоненко В. Р., Тарасов Б. А. Воздействие скользящей детонации на сжимаемую стенку.— ФГВ, 1976, № 3.
28. Ментешов Е. В., Ратников В. П. и др. Действие взрыва листового заряда ВВ на алюминиевую пластину.— ФГВ, 1967, № 2.
29. Рыбаков А. П., Ментешов Е. В. и др. Действие взрыва листового заряда ВВ на металлические пластины.— ФГВ, 1968, № 1.
30. Рыбаков А. П. Отколы в стали при нагружении с помощью взрыва листового заряда ВВ и удара пластиной.— ПМТФ, 1977, № 1.
31. Новиков С. А., Голубев В. К. и др. Влияние температуры на величину разрушающих напряжений при отколе в металлах.— В сб.: Прикладные проблемы прочности и пластичности. Вып. 11. Горький, изд. ГГУ, 1979.
32. Breed V. R., Mader C. L., Venabl D. Technique for the determination of dynamic tensile-strength characteristics.— J. Appl. Phys., 1967, vol. 38, N 8.
33. Nahmani G. Experimental investigation of scabbing produced in mild steel plates by plane stress waves.— In: Les Ondes de Detonation. Paris, CNRS, 1962.
34. Тарасов Б. А. О количественном описании откольных повреждений.— ПМТФ, 1973, № 6.
35. Cohen L. J., Berkowitz H. M. Time-dependent fracture criteria for 6061 — T6 aluminum under stress — wave loading in uniaxial strain.— Intern. J. of Fracture Mech., 1971, vol. 7, N 2.
36. Новиков С. А., Дивнов И. И., Иванов А. Г. Исследование разрушения стали, меди и алюминия при взрывном нагружении.— Физика металлов и металловедение, 1966, т. 21, вып. 4.
37. Новиков С. А., Соболев Ю. С. и др. Исследование влияния температуры на величину разрушающих напряжений при отколе в меди.— Проблемы прочности, 1977, № 3.
38. Златин Н. А., Пугачев Г. С. и др. Временная зависимость прочности металлов при долговечностях микросекундного диапазона.— ФТТ, 1975, т. 17, вып. 9.
39. Батьков Ю. В., Новиков С. А. и др. Влияние температуры образца на величину разрушающих напряжений при отколе в алюминиевом сплаве АМг-6.— ПМТФ, 1979, № 3.

УДК 539,42 : 620.172.254

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ ПРИ УДАРНОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ. АНАЛИЗ СХЕМЫ МГНОВЕННОГО ОТКОЛА

Н. Х. Ахмадеев, Р. И. Нигматуллин
(Уфа, Москва)

1. При ударном или взрывном нагружении металлических мишеней в случае, когда генерируемая ударная волна достаточной интенсивности выходит на свободную поверхность, наблюдается откол тыльной части нагружаемого образца [1, 2]. В работах [3, 4] экспериментальные исследования этого явления в основном посвящены определению временной зависимости прочности образца в сечении откола при нагрузках длительностью $\sim 10^{-6}$ с. На основании данных этих экспериментов один из выводов [4] заключается в определении процесса откольного разрушения как многоочагового, когда в зоне растягивающих усилий происходит зарождение большого числа микротрещин, которые в своем дальнейшем развитии сливаются в единую магистральную трещину, разделя-

ющую образец на две части. Группа работ [1, 5—8] представляет результаты экспериментальных исследований откольных разрушающих напряжений при ударном и взрывном деформировании образцов из различных материалов. Анализ этих работ приводит к следующему основному заключению: для каждого из испытываемых материалов имеется значительный разброс вычисленных (по акустической теории) значений разрушающих откольных напряжений, которые существенно меняются в зависимости от условий эксперимента. Часть экспериментов по отколу (см., например, [6, 9]) посвящена определению пороговых значений скорости полета ударника, соответствующих зарождению начальных повреждений (или микропор, микротрещин) в волне растяжения и образованию полного откольного разрушения. Следует отметить, что ввиду большой сложности и для более однозначной трактовки эксперименты в основном проводятся в плоской постановке, позволяющей выявить наиболее характерные черты изучаемого явления. При численном моделировании ударного и взрывного нагружения образцов также приходится встречаться со значительными трудностями. Предлагаемые математические модели нестационарных ударно-волновых течений представляют собой систему нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных, и их полное исследование осуществимо лишь с помощью мощных ЭВМ.

При численном исследовании распространения инициированного ударного импульса особенно необходим правильный учет различных физико-химических процессов, происходящих в ударных волнах и волнах разрежения. Например, учет упругопластического и фазового переходов, приводящий к образованию многоволнового профиля ударного импульса, учет взаимодействия волн на контактной и свободной границах и т. д. Способ ударного нагружения и история развития течения могут в значительной степени изменить всю волновую картину течения. Поэтому необходима постоянная корреляция результатов счета с данными натурных опытов. В работах [10, 11] разработана упругопластическая модель двухфазной сплошной среды с физико-химическими превращениями, позволяющая моделировать процессы, происходящие при высокоскоростном соударении двух пластин длиной l_1 и l и осложняющиеся фазовыми превращениями. Моделирование движения детонационных волн и процесса нагружения образцов из железа и никеля взрывом накладного заряда ВВ из кристаллического и пористого гексогена осуществлено в [12, 13]. В данной работе на основе упругопластической модели, предложенной в [10, 11], проводится численное исследование процесса ударного нагружения стальной мишени с помощью ударника и возникновения мгновенного откольного разрушения при взаимодействии встречных волн разгрузки.

2. Основные уравнения упругопластической двухфазной модели для плоского случая в односкоростном и однотемпературном приближении представляют собой систему дифференциальных уравнений сохранения массы первой и второй фаз и уравнений сохранения импульса и энергии всей смеси [11]. В лагранжевых координатах уравнения модели представим в виде

$$(2.1) \quad \begin{aligned} (\rho_0/\rho)\partial\rho_1/\partial t + \rho_1\partial u/\partial r + (\rho_0/\rho)J_{12} &= 0, \\ (\rho_0/\rho)\partial\rho_2/\partial t + \rho_2\partial u/\partial r - (\rho_0/\rho)J_{12} &= 0, \\ \rho_0\partial u/\partial t = \partial\sigma^{11}/\partial r, \quad \rho_0/\rho[\rho_1\partial e_1/\partial t + \rho_2\partial e_2/\partial t + (e_2 - e_1)J_{12}] &= \sigma^{11}\partial u/\partial r, \end{aligned}$$

где ρ , ρ_i , ρ_i^0 — средняя плотность смеси, средняя и истинная плотность i -й фазы; J_{12} — скорость фазовых переходов; e_i — удельная внутренняя энергия i -й фазы; u — массовая скорость. Тензор напряжения σ^{11} для описания течений в упругопластических средах представим в виде суммы гидростатической и девиаторной частей

$$(2.2) \quad \sigma^{11} = -p(\rho_i^0, T) + \tau^{11},$$

где p — гидростатическое давление, зависящее от истинной плотности ρ^0 и температуры T ; τ^{11} — девиатор напряжения, для которого справедлив закон Гука:

$$(2.3) \quad d\tau^{11}/dt = \frac{4}{3}\mu(\rho/\rho_0)\partial u/\partial r.$$

Пластическое течение начинается при достижении девиатором τ^{11} предела текучести τ^* (при простом растяжении или сжатии), и далее в соответст-

внн с условием текучести Мизеса должно выполняться условие сохранения дивергатора на пределе текучести, т. е. $\tau^{11} = \tau^*$. Изменение прочностных свойств среды в зависимости от интенсивности ударной волны учитывается линейным соотношением

$$\tau^* = \tau_0^* + M(p - p_0),$$

где τ_0^* , p_0 — предел текучести и давление в точке Гюгонио на ударной адиабате, в которой происходит переход из упругого режима течения в пластический; для модуля сдвига μ обычно используется линейная зависимость от плотности ρ^0 [10].

В предлагаемой модели можно учесть появление трещины или откола материала, подвергающегося в разгрузке растягивающим напряжениям. При возникновении растягивающих напряжений в области взаимодействия встречных волн разгрузки в качестве первого приближения рассматривается образование мгновенной магистральной откольной трещины при достижении некоторого критического напряжения откола σ_* . Считается, что в той точке l_* (заранее неизвестной), где выполняется условие $\sigma^{11} > \sigma_*$, происходит разрыв сплошности вещества одновременно по всему сечению и разделение образца на две части с образованием свободной поверхности, на которой $\sigma^{11}(l_*, t) = 0$. Подобная схематизация вполне справедлива для взаимодействия встречных ударных волн разгрузки (на которых реализуются обратные фазовые превращения), когда в чрезвычайно узких зонах происходят так называемые гладкие отколы [14].

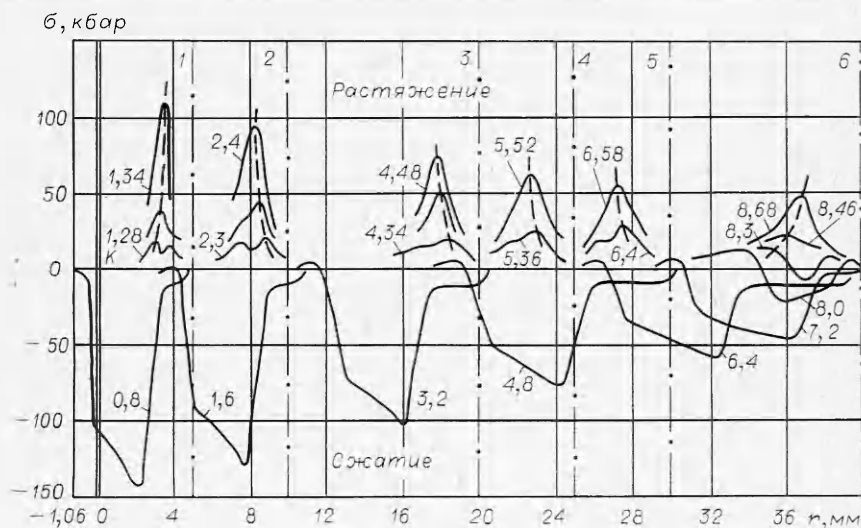
В схемах нагружения с соударением пластин следует также предусмотреть отскок ударника от мишени, как только на контактной поверхности появятся растягивающие напряжения, т. е. при $\sigma^{11}(l_1, t) > 0$. С этого момента l_1 — свободная поверхность и $\sigma^{11}(l_1, t) = 0$. Как показали специально поставленные численные эксперименты, неучет отскока ударника может в количественном отношении существенно исказить волну разгрузки в мишени, двигающуюся со стороны ударника, а это, в свою очередь, сильно влияет на формирование разрушающего импульса растягивающих напряжений.

Система (2.1)—(2.3) замыкается уравнением состояния фаз смеси, которое использовалось в форме Ми — Грюнайзена [11], и условием совместного деформирования фаз смеси, когда

$$p_1(\rho_1^0, T) = p_2(\rho_2^0, T).$$

Отметим, что для веществ, в которых фазовые превращения в ударных волнах отсутствуют, в (2.1) выпадает второе уравнение, и соотношения (2.1)—(2.3) описывают поведение однофазного вещества. При рассмотрении ударных волн в железе или в образцах из малоуглеродистой стали кинетика фазовых превращений задавалась по результатам работы [11], там же кратко изложена методика численного (сквозного) счета распространения ударных волн с введением в зонах ударного сжатия искусственной вязкости.

3. Для численного исследования откольного разрушения рассмотренная выше модель с приведенной схемой мгновенного откола использована для моделирования условий серии экспериментов [15], в которой стальная пластина ($l_1 = 1,06$ мм, $V_0 = 0,96$ км/с) соударялась с мишенями из Ст. 3 разной длины, а именно: 5; 10; 20; 25; 30 и 40 мм. Диаметр соударяющихся пластин в первых трех опытах 120 мм, а в последних трех — 150 мм. Данная серия опытов в [15] выбрана для охвата большого диапазона длин мишеней (от очень коротких до очень длинных), реализованных при фиксированных скорости удара и длине ударника. В опытах измерены следующие параметры откольной тарелочки: длина l_* и средняя скорость полета w ; по результатам измерений в акустическом



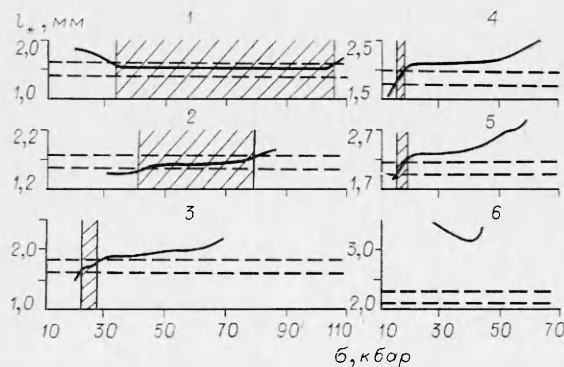
Ф и г. 1

приближении вычислено критическое разрушающее напряжение, равное ~ 80 кбар. На фиг. 1 в виде эюр напряжения $\sigma(r)$ в различные моменты времени t представлены результаты численного моделирования ударного нагружения мишеней для всех шести опытов в предположении, что прочность испытываемых образцов достаточно высокая с тем, чтобы выявить характер формирования растягивающего импульса при всех допустимых напряжениях, реализующихся в условиях выбранной серии экспериментов [15]. Штрихпунктирные линии, помеченные порядковым номером опыта, показывают положения свободных поверхностей мишеней в опытах 1—6, около которых (при отражении падающей ударной волны) формируются соответствующие импульсы растягивающих напряжений. На оси r указанные штрихпунктирные линии отсекают расстояния, равные соответствующим длинам мишеней. Из приведенных расчетов данных видно, что сформировавшаяся (после соударения пластин) ударная волна сжатия по мере продвижения в глубь мишени в значительной степени затухает — амплитуда ударной волны практически уменьшилась в два раза (см. эюры для $t = 0,8$ и $6,4$ мкс), а ширина волны, наоборот, увеличилась примерно вдвое. Расчеты показали, что в мишени $\alpha \approx \varepsilon$ фазовые превращения в ударной волне происходят только на первых 4—6 мм от контактной поверхности, и хотя они происходят не в полном объеме, тем не менее в контрольном варианте счета (без фазовых переходов) выявлено, что пренебрегать влиянием фазовых превращений на эволюцию ударной волны нельзя. На фиг. 1 для самой длинной мишени (опыт 6, $l = 40$ мм) показан процесс отражения ударной волны от свободной поверхности. Растянутая и ослабленная ударная волна (см. эюру $\sigma(r)$ при $t = 7,2$ мкс фиг. 1) при своем отражении от свободной поверхности образует сильно размытый импульс растяжения, скорость роста которого относительно невелика. Формирование растягивающего импульса здесь происходит за время от $t = 8,30$ до $t = 8,68$ мкс, затем происходит ослабление действия растягивающих напряжений и движение волны растяжения от свободной поверхности. Из данных фиг. 1 следует, что в экспериментах 1—6 возможны соответственно следующие максимальные растягивающие напряжения $\sigma = 114; 96; 74; 64; 56$ и 46 кбар, которые достигаются за времена $\tau = 0,06; 0,10; 0,14; 0,16; 0,18$ и $0,22$ мкс после появления растягивающих напряжений $\sigma \approx 20$ кбар.

Представленные численные результаты достаточно наглядно демонстрируют процесс образования растягивающего импульса в зависимости

от изменения длины мишени при прочих фиксированных условиях. В формировании откольного разрушения определяющее значение имеют параметры падающего на свободную поверхность ударного импульса — максимальное значение амплитуды и ширина импульса, конфигурация переднего и заднего профилей импульса. Во всех шести экспериментах в зоне разгрузки на кривых $\sigma(r)$ фиг. 1 формируются два локальных максимума, которые постепенно сближаются и далее перерастают в один максимум. Достигаемые в каждый момент времени наибольшие растягивающие напряжения $\sigma_+(r, t)$ отмечены штриховой линией. В первом и шестом экспериментах левый максимум больше правого. Это вызвано в первом случае приходом к свободной поверхности короткого и сильного ударного импульса, а в шестом — тем, что к свободной поверхности пришел сильно размытый и значительно ослабленный ударный импульс. Из фиг. 1 (см. штриховые линии) следует, что если задаться некоторой величиной σ_* (по достижении которой сразу происходит откол), то в опытах 1, 6 с увеличением σ_* до определенного предела величина l_* будет уменьшаться, а в опытах 2—5, наоборот, увеличиваться. Зная экспериментальное значение l_* и построив расчетную зависимость σ_* от l_* , можно попытаться выяснить, имеется ли некоторое единое значение откольного разрушающего напряжения σ_* , удовлетворяющее одновременно всем экспериментам, или же, найдя в каждом эксперименте область допустимых значений откольных напряжений σ_* , можно ли выделить из них общую зону критических напряжений σ_* . Именно этими соображениями и руководствовались авторы данной работы при начальной постановке численных экспериментов.

На фиг. 2 представлены результаты сопоставления экспериментальных и расчетных длин откола l_* в зависимости от растягивающих напряжений σ для всех шести опытов. Штриховыми линиями показаны допустимые значения экспериментально замеренной длины откольной тарелочки с учетом указанных в [15] пределов погрешности измерения l_* , сплошная линия — численные результаты, заштрихованная область — область возможных откольных напряжений σ_* . Результаты сопоставления свидетельствуют о том, что если в экспериментах длина откольной тарелочки l_* определена с достаточной точностью, то нет единой зоны пересечения между всеми найденными областями возможных σ_* и нет единого критического напряжения σ_* , с помощью которого можно было бы согласовать все эксперименты рассматриваемой серии. Кроме того, большое число проведенных пробных расчетов также показало, что, задавшись некоторым единым значением σ_* , невозможно удовлетворительно согласовать между собой расчет и эксперимент. Этот же вывод подтверждает анализ работ [1, 5—8], в которых по данным измерений вычислялись критические разрушающие напряжения.



Ф и г. 2

с учетом имеющихся экспериментальных фактов дают возможность сформулировать следующий вывод: в каждом эксперименте реализуется свое значение σ_* , зависящее от конкретных условий этого эксперимента. Для опытов, в которых наблюдается сравнительно быстрый рост растягивающего импульса — за время $\tau \leq \leq 0,10$ мкс после появления напряжений растяжения $\sigma \approx \approx 20$ кбар (см. опыты 1, 2

на фиг. 1 и 2), критическое напряжение откола реализуется при $\sigma > 40$ кбар. Расчеты показали, что напряжение откола $\sigma_* = 60$ кбар хорошо описывает опыты 1 и 2. С увеличением времени роста растягивающих напряжений величина σ_* уменьшается, и для $\tau \approx 0,20$ мкс (см. опыты 4, 5 и 6 на фиг. 1 и 2) σ_* порядка 20 кбар.

Следует обратить внимание на шестой эксперимент, в котором экспериментальная длина l_* , возможно, существенно занижена. Эта же тенденция прослеживается, хотя и в меньшей степени, и для опытов 4, 5, отличающихся от первых трех несколько увеличенным диаметром соударяющихся пластин. Заметим, что в экспериментах [15] с взрывным нагружением преград из Ст. 3 при изменении длины преграды l в том же диапазоне от 5 до 40 мм величина l_* увеличивается соответственно от 1,5 до 5 мм. Как показано в [13], схемы нагружения с накладным зарядом ВВ приводят к образованию растянутого треугольника ударного импульса в преграде с размазанным профилем волны разгрузки и к более быстрому затуханию ударной волны, чем при соударении пластин. В экспериментах [15] с ударом пластины длина откольной тарелочки l_* меняется от 1,5 до 2,2 мм для тех же длин мишеней, и в общем-то нет особых причин для столь резкого уменьшения l_* (с 5 до 2,2 мм) в длинных мишенях в зависимости от изменения способа нагружения. На фиг. 3 показаны результаты сопоставления расчетных и экспериментальных данных по двум контролируемым в эксперименте параметрам: длине l_* и средней скорости полета тарелочки w . В виде прямоугольников нанесены экспериментальные результаты [15] с учетом оговоренных погрешностей измерения l_* и w , а кружочками — результаты численного моделирования откола тарелочки, полученных каждый раз при разных σ_* . Как и ранее, достаточно хорошо коррелируют между собой расчет и эксперимент для первых трех опытов, несколько хуже — четвертый и пятый опыты и значительное расхождение имеется для шестого опыта. Результаты фиг. 3 показывают, что более реальными значениями l_* для опытов 4, 5 и 6 являются значения при оценке их снизу, равные соответственно 2,1; 2,4 и 3,3 мм, для которых $\sigma_* \approx 35$ кбар. Обсуждение этого расхождения между расчетом и опытом с автором эксперимента [15] показало, что в длинных мишенях ($\sim 30-40$ мм) откол характеризуется образованием пористой структуры в слоях, близлежащих к поверхности откола, причем ширина зоны пористости увеличивается с увеличением длины мишени (при фиксированном материале, длине ударника и скорости удара); короткие мишени характеризуются шероховатой поверхностью откола. В [15] длина тарелочки вычислялась по массе сохраненной отколовшейся части с соответствующим приведением ее к массе сплошного образца. Потеря некоторой массы тарелочки в процессе образования откола и неучет наличия пористой зоны около плоскости откола (до 20% от l_*) могли привести к занижению в [15] длины l_* откольной тарелочки.

4. Рассмотренная выше модель мгновенного откола была также использована применительно к условиям эксперимента [7], в котором соударялись алюминиевая пластина ($l_1 = 2$ мм, $V_0 = 1,31$ км/с) и пластина из малоуглеродистой стали ($l = 9,9$ мм) при диаметре плоского соударения 50 мм. В [7] емкостным датчиком с хорошей точностью получены осциллограммы скорости тыльной свободной поверхности мишени и, что очень важно, зафиксировано несколько колебаний скорости свободной поверхности у же

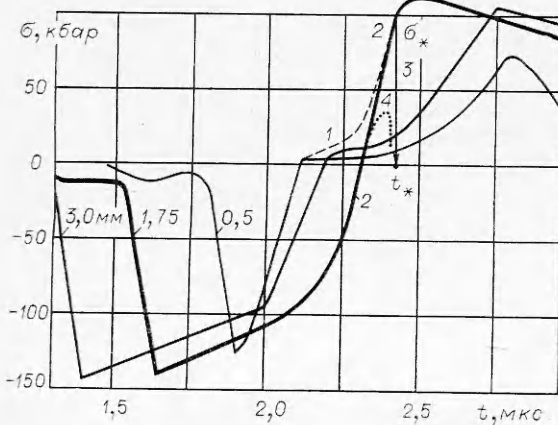


Ф и г. 3

оторвавшейся от мишени откольной тарелочки. Это позволило в [7] провести подробный качественный и количественный анализ экспериментального профиля скорости свободной поверхности мишени $V(t)$. Ценность этого эксперимента для целей данной работы заключается прежде всего в том, что он позволяет сопоставить результаты численных экспериментов об изменении скорости свободной поверхности мишени, а затем и отколовшейся ее части непосредственно с данными опытной осциллограммы. Модельные эксперименты проведены для мишени длиной $l = 9,9$ мм, в которой все происходящие процессы с большой степенью надежности можно считать плоскими. Расчетные данные показали, что характер развития ударно-волнового течения для условий эксперимента [7] близок к данным опыта 2 ранее рассмотренного эксперимента [15] (см. на фиг. 1 эюры $\sigma(r)$ для опыта 2). Процесс образования растягивающего импульса напряжений также характеризуется формированием двух локальных максимумов, перерастающих затем на глубине $\sim 1,75$ мм от внешней свободной поверхности мишени в один максимум.

На фиг. 4 представлены расчетные зависимости напряжений σ от времени t в нескольких фиксированных сечениях мишени, помеченные цифрами, соответствующими расстоянию сечения в миллиметрах от внешней (свободной) поверхности мишени. Видно, что наибольший рост растягивающих напряжений (и соответственно наибольшая скорость деформации) приходится на глубину 1,75 мм (кривая 2) и именно в этом сечении вполне возможно ожидать образование магистральной трещины и откола части мишени длиной $l_* = 1,75$ мм, что согласуется с результатами эксперимента [7]. Представленные на фиг. 4 данные свидетельствуют о сильной зависимости величины критических разрушающих напряжений в сечении откола от времени их действия и от скорости деформирования. Причем, чем быстрее разгрузка, тем до больших разрушающих напряжений можно довести материал за счет перерастяжения, возможного вследствие некоторого запаздывания трещинообразования.

Линиями 1—3 на фиг. 4 показана схема мгновенного откола. С момента появления растягивающих напряжений точка, отвечающая максимуму растягивающих напряжений $\sigma_*(r, t)$, достигаемому в каждый момент времени t на разных глубинах мишени, перемещается по штриховой линии 1, которая затем переходит в кривую 2. По достижении некоторого заданного отрывного напряжения σ_* в момент времени t_* происходит мгновенный откол (по линии 3) и образование свободной поверхности и далее при $t > t_*$ напряжение $\sigma(l_*, t) = 0$. Если принять во внимание, что зона откола характеризуется образованием повреждений — микротрещин и микропор, являющихся источниками снижения действующих



Фиг. 4

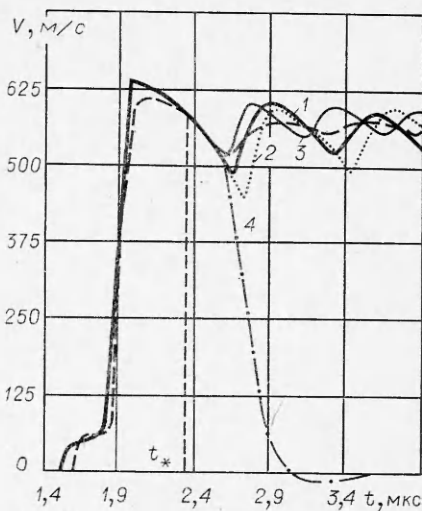
напряжений [16], то в сечении откола рост растягивающих напряжений во времени будет меньшим (например, по линии 4), чем по сплошному веществу (линия 2). Изменит свое положение в сторону уменьшения σ и кривая роста максимальных растягивающих напряжений $\sigma_*(t)$ — линия 1. Конкретный же вид зависимости $\sigma(r, t)$ в зоне разрушения определяется кинетикой образования и роста микроповреждений.

Как видно из фиг. 4, при варьировании значения

отрывного напряжения σ_* можно получить разные значения глубины откола. Однако заранее не ясно, будет ли комплекс расчетных величин σ_* , l_* и основных характеристик временной зависимости $V(t)$ летящей откольной тарелочки удовлетворять данным натуральных экспериментов. В связи с этим для условий эксперимента [7] проведена серия расчетов, в которой специально отслеживалась скорость внешней свободной поверхности мишени. Полученные в расчетах численные профили скорости свободной поверхности мишени и отколовшейся ее части представлены на фиг. 5 в виде линий 1, 3 и 2, а сопоставляемый с ними экспериментальный профиль $V(t)$ из [7] показан штриховой линией. Штрихпунктирной линией 4 отмечен расчетный профиль скорости свободной поверхности мишени, не испытывающей при растяжении откол. Вертикальной штриховой линией на оси t и на профиле $V(t)$ показано расчетное время откола после соударения $t_* = 2,36$ мкс. Наилучшее приближение к эксперименту [7] получено, когда $\sigma_* = 50$ кбар (кривая 1). Сопоставление периода колебаний $V(t)$ и среднего значения скорости полета тарелочки w с опытной кривой свидетельствует о вполне согласующихся с опытом значениях l_* и w . Ориентировочные расчеты показали (на фиг. 5 кривые 2, 3), что увеличение σ_* приводит к еще большему рассогласованию значений амплитуд колебаний $V(t)$ после откола (линия 2 соответствует $\sigma_* = 70$ кбар), но при этом средняя скорость летящей пластины w уменьшается вследствие того, что еще некоторая часть импульса при повышении σ_* успела перейти в мишень. Одновременно l_* и период пульсаций увеличились, а уменьшение σ_* (на фиг. 5 линия 3 соответствует $\sigma_* = 40$ кбар) ведет к увеличению w и уменьшению амплитуд колебаний $V(t)$ длины откольной тарелочки l_* и периода пульсаций. Имеющаяся относительно небольшая разница между расчетными (на фиг. 5 кривая 1 при $\sigma_* = 50$ кбар) и экспериментальными амплитудами колебаний скорости $V(t)$ вполне объяснима, если принять во внимание, что процесс откола (из-за влияния микроповреждений) может происходить по линии 4 фиг. 4.

Таким образом, представленные выше результаты показывают, что рассмотренная схема мгновенного откола удовлетворительно описывает отколы, реализующиеся при быстром росте растягивающих напряжений в достаточно сильных волнах с напряжениями порядка 80 кбар (например, при столкновении интенсивных волн разгрузки — эксперименты 1 и 2 в [15] и рассмотренный эксперимент [7]). Для описания отколов в волнах меньшей интенсивности (например, экспериментов 3—6 в [15]), характеризующихся образованием микродефектов в процессе действия растягивающего импульса напряжений, необходимо вводить в рассмотрение кинетику образования и накопления микротрещин и микропор, являющихся источниками снижения действующих напряжений.

Авторы выражают признательность Г. И. Канелю и А. М. Молодцу за полезные обсуждения, а также М. Г. Стадник и А. Т. Хаматдиновой за помощь при проведении численных экспериментов.



Фиг. 5

ЛИТЕРАТУРА

1. Новиков С. А., Дивнов И. И., Иванов А. Г. Исследование разрушения стали, алюминия и меди при взрывном нагружении.— ФММ, 1966, т. 21, № 4.
2. Skidmore I. C. Introduction to shock waves in solids.— Applied Materials Research, 1965, vol. 4, N 3. Рус. пер.— Сб. пер. Механика, 1968, № 4.
3. Златин Н. А., Мочалов С. М. и др. Временные закономерности процесса разрушения металлов при интенсивных нагрузках.— ФТТ, 1974, т. 16, № 6.
4. Златин Н. А., Пугачев Г. С. и др. Временная зависимость прочности металлов при долговечностях микросекундного диапазона.— ФТТ, 1975, т. 19, № 9.
5. Альтшулер Л. В., Новиков С. А., Дивнов И. И. Связь критических разрушающих напряжений со временем разрушения при взрывном деформировании металлов.— ДАН СССР, 1966, т. 166, № 1.
6. Butcher V. M., Barker L. M. et al. Influence of stress history on time-dependent spall in metals.— AIAA J., 1964, vol. 2, N 6. Рус. пер.— Ракетн. техника и космонавтика, 1964, т. 2, № 6.
7. Молодец А. М. Измерение откольной прочности трех сталей.— В сб.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черноголовка, 1978.
8. Тарасов Б. А. Сопротивление разрушению пластин при ударном нагружении.— Проблемы прочности, 1974, № 3.
9. Тарасов Б. А. О количественном описании откольных повреждений.— ПМТФ, 1973, № 6.
10. Нигматулин Р. И. Модель движения и ударные волны в двухфазных твердых телах с фазовыми переходами.— ПМТФ, 1970, № 1.
11. Ахмадеев Н. Х., Нигматулин Р. И. Ударные волны и фазовые превращения в железе.— ПМТФ, 1976, № 5.
12. Ахмадеев Н. Х. Расчет одномерных течений при детонации конденсированного вещества.— Труды НИИМат. ВГУ, 1975, № 21.
13. Нигматулин Р. И., Ахмадеев Н. Х. Распространение нестационарных ударных и детонационных волн в конденсированных средах с физико-химическими превращениями. Отчет НИИМеханики МГУ, 1976, № 1819.
14. Иванов А. Г., Новиков С. А., Тарасов Ю. И. Откольные явления в железе и стали, вызванные взаимодействием ударных волн разрежения.— ФТТ, 1962, т. 4, № 1.
15. Рыбаков А. П. Отколы в стали при нагружении с помощью взрыва листового заряда ВВ и удара пластиной.— ПМТФ, 1977, № 1.
16. Нигматулин Р. И., Ахмадеев Н. Х., Холин И. Н. Физико-химические процессы в твердых телах при взрывном нагружении.— В сб.: Нелинейные волны деформации. Таллин, 1978.

УДК 53.072:539.3

К ЗАДАЧЕ РАЗРУШЕНИЯ СКАЛЬНОЙ ПОРОДЫ ВЗРЫВОМ В УСЛОВИЯХ ВЛИЯНИЯ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Н. И. Шишкин

(Челябинск)

1. При подземном взрыве в области эпицентра взрыва происходит интенсивное разрушение грунта — так называемый откол. Откол имеет место и при взрыве на выброс, предшествуя этапу разлета грунта.

Откольное разрушение обусловливается взаимодействием волны сжимающих напряжений, излучаемой очагом взрыва, со свободной поверхностью среды, при котором волна сжатия превращается в волну растяжения.

Грунты и горные породы обладают малой прочностью на растяжение по сравнению с прочностью на сжатие. По этой причине грунт, не разрушенный в уже ослабленной волне сжатия, легко разрушается в волне такой же амплитуды, но несущей растяжение. Последнее и обуславлива-