

что уравнение состояния (19) известно. Таким образом, верхнюю границу ошибки, обусловленной упрощением (15), можно оценить выражением  $2(\delta_{\max}/\varepsilon - 1) \cdot 100\%$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Ададунов, В. С. Трофимов, В. А. Яковлева. ФГВ, 1968, 4, 3, 397.
2. R. Fowles, R. F. Willimes. J. Appl. Phys., 1970, 41, 1, 360.
3. Г. И. Канель. ПМТФ, 1977, 5, 117.
4. В. С. Трофимов. ФГВ, 1981, 17, 5, 93.
5. Г. И. Канель. ФГВ, 1978, 14, 1, 113.
6. В. С. Трофимов, Г. П. Трофимова. ФГВ, 1980, 16, 2, 92.
7. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, В. С. Трофимов и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
8. Г. И. Канель, А. М. Молодец, ЖТФ, 1976, 46, 2, 404.

*Поступила в редакцию 30/V 1984,  
после доработки — 1/VII 1985*

### НЕПРЕРЫВНАЯ РЕГИСТРАЦИЯ СКОРОСТИ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ОТКОЛЬНОМ РАЗРУШЕНИИ ЖЕЛЕЗА В ОБЛАСТИ КРИОГЕННЫХ ТЕМПЕРАТУР

*А. М. Молодец, А. Н. Дремин  
(Черноголовка)*

В настоящее время стало очевидным, что наиболее перспективен в изучении откола кинетический подход. В связи с этим важно выяснить роль температурного фактора в процессе откольного разрушения.

Экспериментально влияние температуры на откол изучалось во многих работах [1—7], которые можно разделить на две группы. К первой относятся работы, где процесс откола в нагретых образцах изучается непосредственно во время его развития [1, 2, 5]. Вторая группа базируется на исследовании сохранившихся после ударного нагружения предварительно охлажденных или нагретых образцов ([3, 4, 6, 7], см. также библиографию к [3]). При этом, за исключением работ [5, 7], в которых исследовалась кинетика развития поврежденности, основное внимание экспериментаторов было сосредоточено на определении температурной зависимости откольной прочности  $\sigma^*$  [1, 2] или напряжения  $\sigma_p$ , при котором визуально наблюдается откол [3, 4, 6]. Несмотря на то, что для  $\sigma^*$  и  $\sigma_p$  часто используется один и тот же термин — откольная прочность, тем не менее, как отмечалось в [8], критические напряжения, определяемые в [1—4, 6], по физическому содержанию не тождественны. Поэтому температурные зависимости  $\sigma^*(T)$  и  $\sigma_p(T)$  ( $T$  — температура) могут и не коррелировать между собой. Следовательно, при появлении в некотором температурном интервале особенности, например, на графике  $\sigma_p(T)$ , необходимо исследовать поведение и  $\sigma^*(T)$  в этом же интервале.

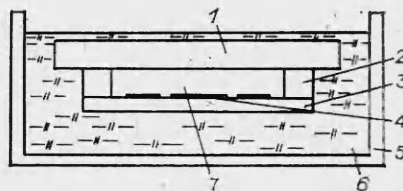
Цель данной работы — непрерывная регистрация скорости свободной поверхности и определение откольной прочности железных образцов в области криогенных температур, где в [6] наблюдалось увеличение  $\sigma_p$  с повышением температуры.

#### Экспериментальные результаты

На рис. 1 представлена схема эксперимента. Образец вместе с укрепленным на нем емкостным [9] датчиком помещался в кювету, наполненную жидким азотом. Образец изготовлен в виде диска из железа Армко диаметром 100 и толщиной 10 мм, вырезанного из прутка в состоянии поставки перпендикулярно направлению прокатки. Плоскость диска уста-

Рис. 1. Схема экспериментальной сборки для регистрации скорости свободной поверхности при температуре 77 К.

1 — образец; 2 — кольцо, задающее расстояние от датчика 4 до свободной поверхности (датчик изготовлен из фольгированного стеклотекстолита 3); 5 — ювета; 6 — жидкий азот; 7 — рабочее пространство датчика, заполненное воздухом.



новлена горизонтально. Попадание криогенной жидкости в рабочее пространство датчика не допускалось. Давление воздуха в объеме во время охлаждения поддерживалось атмосферным. После охлаждения сборки, когда поверхность жидкого азота была на  $\approx 1$  мм выше верхней плоскости образца, на последнюю устанавливали взрывное устройство, используемое в [10], для разгона до скорости 600 м/с алюминиевых ударников толщиной 2 мм. Затем, спустя некоторое время, необходимое для испарения оставшейся над образцом пленки жидкого азота, производился взрыв.

На рис. 2, а представлена осциллограмма тока в цепи емкостного датчика, полученная в опыте с охлажденным образцом, на которой уверенно регистрируется упругий предвестник, пластическая волна, волна тыльной разгрузки, откольный импульс и последующие продольные затухающие колебания откольной пластины, т. е. при  $T = 77$  К скорость свободной поверхности железа имеет такой же характер, что и при комнатной температуре (см. рис. 2, б).

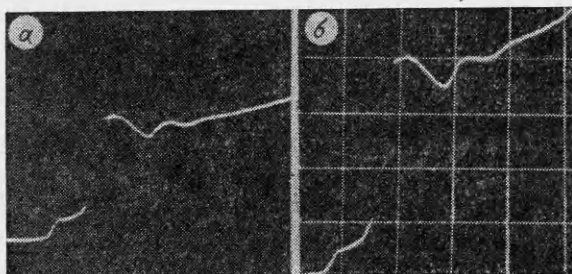


Рис. 2. Осциллограмма тока в цепи емкостного датчика при начальной температуре образца 77 К (а) и 300 К (б).

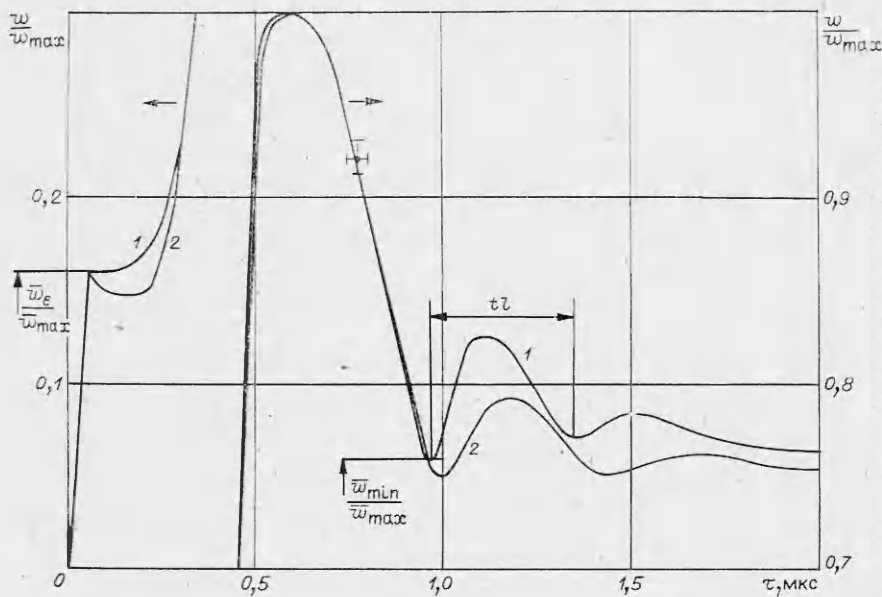


Рис. 3. Нормированная скорость свободной поверхности образца, имевшего начальную температуру 77 К (1) и комнатную температуру (2).  $\bar{w}_\epsilon$ ,  $\bar{w}_{\max}$ ,  $\bar{w}_{\min}$  — усредненные скорости соответственно в упругом предвестнике, максимуме и минимуме графика  $w(t)$ .

На рис. 3, 1 представлен нормированный график скорости свободной поверхности, полученный из обработки осциллограмм, аналогичных рис. 2, а. Кривая 1 получена усреднением результатов трех опытов. При обсчете осциллограмм изменением геометрических размеров пренебрегали. Изменение диэлектрической проницаемости воздуха в рабочем объеме датчика при охлаждении не учитывали, так как строгий учет этих изменений вносит поправку, не превышающую 0,5% от текущего значения скорости свободной поверхности.

По экспериментальным зависимостям  $w(t)$  определялась откольная прочность с использованием формулы [1]

$$\sigma^* = 1/2 \cdot \rho_{0T} c_{0T} \Delta w, \quad (1)$$

где в соответствии с [11]

$$\Delta w = w_{\max} - w_{\min} + \delta w, \quad \delta w = -\dot{w}^* l (1/c_{0T} - 1/c_{iT}). \quad (2)$$

Вычислялась также величина упругого предвестника

$$\sigma_e = 1/2 \cdot \rho_{0T} c_{iT} w_e. \quad (3)$$

В формулах (1)–(3)  $\rho_{0T}$  — плотность материала;  $c_{0T}$ ,  $c_{iT}$  — объемная и продольная скорости звука при нулевом давлении;  $\dot{w}^*$  — ускорение свободной поверхности в момент выхода на нее откольного импульса;  $l$  — толщина откольной пластины, определяемая по периоду  $t_i$  колебаний скорости  $w(t)$ ;  $l = c_{iT} t_i / 2$ . При использовании формул (1)–(3) учтена зависимость величин  $\rho_{0T}$ ,  $c_{0T}$ ,  $c_{iT}$  от начальной температуры  $T$ :

$$\begin{aligned} \rho_{0T} &= \rho_0 / (1 - 3\alpha T), \\ c_{0T} &= \sqrt{E_T / 3(1 - 2\nu)} \rho_{0T}, \\ c_{iT} &= \sqrt{E_T (1 - \nu) / (1 + \nu) (1 - 2\nu)} \rho_{0T}, \\ E_T &= E [1 - \beta (T - T_0)], \end{aligned} \quad (4)$$

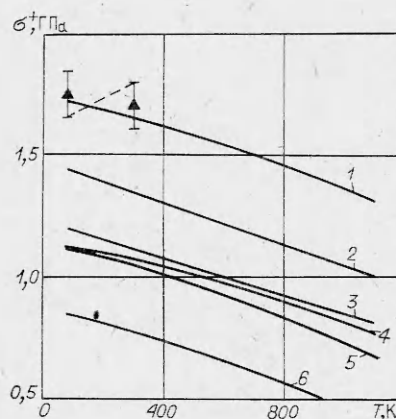
где  $\rho_0$ ,  $E$  — плотность и модуль Юнга материала при 300 К;  $\alpha$  — температурный коэффициент линейного расширения железа, взятый при комнатной температуре;  $\nu = \text{const}$  — коэффициент Пуассона;  $\beta$  и  $T_0$  — коэффициенты температурной зависимости модуля Юнга железа, используемые в [8]. Для железа при комнатной температуре и атмосферном давлении принято:  $\rho_{0T} = \rho_0 = 7,86$  г/см<sup>3</sup>,  $c_{0T} = 4,64$  км/с,  $c_{iT} = 5,89$  км/с, а вычисленные по (4) при температуре кипения жидкого азота эти величины имеют значения:  $\rho_{0T} = 7,883$  г/см<sup>3</sup>,  $c_{0T} = 4,92$  км/с,  $c_{iT} = 6,24$  км/с. По графику  $w(t)$ , определены средние по четырем опытам значения:  $w_{\max} = 330 \pm 10$  м/с,  $w_{\max} - w_{\min} = 78 \pm 6$  м/с,  $-\dot{w}^* = 275 \pm 15$  м/(с · мкс),  $w_e = 50 \pm 4$  м/с,  $l = 1,17 \pm 0,02$  мм. С использованием этих величин получено:  $\sigma^* = 1,75 \pm 0,1$  ГПа и  $\sigma_e = 1,2 \pm 0,1$  ГПа при температуре кипения жидкого азота, а в опытах с образцами с начальной комнатной температурой  $\sigma^* = 1,7 \pm 0,1$  ГПа,  $\sigma_e = 1,1 \pm 0,1$  ГПа (в качестве погрешностей здесь и на рис. 4 указаны максимальные отклонения от среднего).

### Обсуждение экспериментальных результатов

Найденное методом непрерывной регистрации при  $T = 77$  К значение откольной прочности железа существенно меньше, чем  $\sigma_p = 2,2$  ГПа, полученное при этой же температуре в [6]. Что же касается роста откольной прочности с повышением  $T$ , то если этот эффект и существует, он не превышает 0,07 ГПа/100 К, что почти на порядок меньше значения  $\approx 0,6$  ГПа/100 К, определяющего рост  $\sigma_p$  в области низких  $T$  в [6]. Однако эта оценка эффекта данной работы, показанная на рис. 4 штриховой линией, проведена по максимальным отклонениям от среднего. Если же пользоваться средними величинами откольной прочности, полученными в работе, то можно утверждать, что в пределах погрешности измерений  $\sigma^*$  железа при  $T = 77$  К не ниже, чем при комнатной температуре. От-

Рис. 4. Температурная зависимость откольной прочности металлов.

1, 6 — зависимости (4) из [8] соответственно для железа Армко и алюминия; 2 — зависимость (8) из [8] для никеля; 3—5 — расчет для меди соответственно по формулам (8), (4), (7) из [8]. Точки  $\blacktriangle$  — экспериментальные данные настоящей работы для железа Армко.



кольная прочность железа при температуре кипения жидкого азота, определенная в данной работе, согласуется с прогнозом температурной зависимости откольной прочности этого металла, данным<sup>1</sup> в [8] и представленным на рис. 4 кривой 1.

Расхождение результатов настоящей работы и [6] можно объяснить предположением, что понижение температуры железа ведет к росту откольной прочности, т. е. к повышению напряжения, при котором в слое материала накопилось критическое количество зародышевых несплошностей, но, с другой стороны, охлаждение облегчает развитие трещин на закритической стадии откола. Это предположение не является слишком произвольным, так как известно, что эффективная поверхностная энергия, характеризующая стойкость к распространению трещины, при охлаждении железа существенно уменьшается [42]. Имея это в виду, заметим, что метод сохраненных образцов используемый в [6], неизбежно содержит информацию о поврежденности, появившейся на этой более поздней стадии откола. Однако относительный вклад поврежденности, возникший на закритической стадии откола, в суммарную поврежденность сохраненных образцов может быть разным в разных температурных областях. По-видимому, при криогенных температурах этот вклад существенно больше, чем при комнатной. В таком случае при нагружении образцов с начальной температурой 77 и 300 К ударом пластины с одинаковой скоростью окажется, что образцы с  $T = 77$  К будут повреждены в большей степени, чем образцы комнатной температуры. Если же изменять скорость ударника и выбирать образцы с одинаковым, но достаточно высоким уровнем поврежденности, то несмотря на то, что в охлажденном до 77 К образце откольная прочность была выше, чем при 300 К, тем не менее этому образцу будет соответствовать меньшее значение скорости ударника и соответственно меньшее значение  $\sigma_p$ . Вероятно, эта ситуация и имела место в [6] для армко-железа, что обусловило аномальный ход величины  $\sigma_p(T)$  этого металла в криогенной области температур.

В заключение остановимся на реологическом поведении железа при криогенных температурах. Сравнение кривых рис. 3 показывает практическое совпадение графиков скорости свободной поверхности, полученных при 77 и 300 К. Не удается выявить различий ни в пластической волне сжатия, ни в волне тыльной разгрузки вплоть до откольного импульса. Можно отметить лишь незначительное увеличение амплитуды упругого предвестника при низкой температуре по сравнению с комнатной, которое, однако, находится в пределах погрешностей. Таким образом, для обнаружения влияния охлаждения на реологическое поведение железа необходимо более детальное исследование.

В то же время следует обратить внимание на большую крутизну откольного импульса в случае охлажденного образца. И хотя величина эффекта, строго говоря, также находится в пределах погрешностей, тем не менее он представляется физически разумным. Дело в том, что крутизна откольного импульса, равная производной по времени справа в точке первого минимума, характеризует скорость разрушения на закритической стадии откола. Действительно, если бы разрушения не было, т. е. ско-

<sup>1</sup> В [8] допущена опечатка в нумерации кривых этого графика.

рость разрушения была равна нулю, то откольный импульс вовсе бы отсутствовал. В случае же мгновенного разрушения откольный импульс представлял бы ударную волну, т. е. крутизна его была бы бесконечна. На рис. 3 имеют место промежуточные случаи, но в охлажденном образце откольный импульс круче. Следовательно, при низкой температуре закритическая стадия откола протекает интенсивнее, чем при более высокой температуре. Таким образом, отмеченная особенность графика  $w(t)$  при 77 К и ее интерпретация согласуются с использованным выше предположением о том, что понижение температуры облегчает развитие поврежденности на закритической стадии откола.

В заключение авторы благодарят А. Г. Захаренко за тщательно проведенный эксперимент.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Новиков, И. И. Дивнов, А. Г. Иванов. ФММ, 1966, 21, 4, 608.
2. И. А. Златин, Г. Г. Пугачев и др. ФГТ, 1975, 17, 9, 2599.
3. С. А. Новиков. ПМТФ, 1981, 3, 109.
4. R. H. Schmidt, F. M. Davies et al. J. Phys. Chem. Solids, 1978, 39, 4, 375.
5. Л. Д. Воловец, Н. А. Златин. Письма в ФТФ, 1980, 6, II, 674.
6. В. К. Голубев, С. А. Новиков и др. Проблемы прочности, 1983, 3, 78.
7. D. R. Curran. — In: Shock Waves in Condensed Matter. N. Y., 1982.
8. А. М. Молодец, А. Н. Дремни. ФГВ, 1983, 19, 5, 154.
9. А. Г. Иванов, С. А. Новиков. ПТЭ, 1963, 1, 135.
10. Г. И. Канель. ФГВ, 1982, 18, 3, 77.
11. Г. В. Степанов. Проблемы прочности, 1976, 8, 66.
12. J. J. Gilman. J. Appl. Phys., 1960, 31, 2208.

Поступила в редакцию 25/VII 1984

## СДВИГОВАЯ ПРОЧНОСТЬ ТВЕРДЫХ ТЕЛ И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛОСКИХ УВ

Ю. В. Батюков, С. А. Новиков, А. В. Чернов  
(Москва)

В последнее время большое внимание уделяется изучению прочностных свойств твердых тел при воздействии на них интенсивных нагрузок ударного характера. Эти исследования вызваны практической необходимостью расчетного прогнозирования поведения многих современных конструкций и их узлов в условиях импульсного нагружения, а также развитием технологических процессов обработки материалов.

В практике расчетов волновых процессов, характерных для динамического нагружения, широко используется гидродинамическая теория ударных волн (УВ). Однако пластическое поведение материалов обладает некоторыми особенностями, которые накладывают свой отпечаток на развитие волновых процессов. Ясно, что расчеты таких процессов по гидродинамической теории и по теории, учитывающей пластичность материала, будут в какой-то степени отличаться друг от друга.

Одна из основных особенностей, отличающая пластическую среду от упругого твердого тела или жидкости, заключается в несовпадении путей нагружения и разгрузки пластического материала в пространстве напряжения — деформация, связанном с диссипативным характером процесса пластического деформирования. На рис. 1, а приведены типичные диаграммы процессов нагружение — разгрузка для одноосного деформированного состояния ( $\epsilon_x \neq 0$ ,  $\epsilon_y = \epsilon_z = 0$ ) в плоскости  $\sigma - \epsilon$  для различных моделей поведения материала. Линейно-упругий материал деформируется вдоль прямой  $OE$ . В процессе сжатия пластического материала вдоль пути  $ОНА$  часть работы напряжения  $\sigma_x$ , численно равная площади четырехугольника  $ОНАВО$ , необратимо расходуется на нагрев материала.