

тиц или капель горючего. В таких смесях газофазные реакции горения (определяющие тепловыделение и  $\tau_0$ ) связаны с процессами дробления, прогрева и испарения топлива. Поэтому скорость тепловыделения слабо (по сравнению с газовой детонацией) зависит от температуры и может исчезнуть тепловая неустойчивость плоского фронта детонации [24, 26—29]. В то же время, в рассматриваемых смесях относительно легко реализуется условие релаксационной неустойчивости  $\tau_0 \sim \tau_e \sim \tau_w$ . Это обстоятельство может быть использовано для экспериментального выявления релаксационной неустойчивости как самостоятельного механизма, так и совместно с тепловой неустойчивостью гетерогенной детонации.

Авторы надеются, что в дальнейших экспериментальных исследованиях структуры детонационных волн в гетерогенных средах будет принят целенаправленный поиск возможных проявлений механизма релаксационной неустойчивости.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. М. Кузнецов, В. А. Копотев. Докл. АН СССР, 1984, 278, 4, 861.
2. В. А. Копотев, Н. М. Кузнецов. Докл. АН СССР, 1985, 282, 4, 865.
3. А. В. Пинаев, В. А. Субботин. ФГВ, 1982, 18, 5, 103.
4. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ФГВ, 1984, 20, 4.
5. В. М. Гендуков. Тез. докл. I Всесоюз. симп. по макроскопической кинетике и химической газодинамике. Т. I, ч. 1. Черногоровка, 1984.
6. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ФГВ, 1975, 11, 6, 909.
7. С. А. Губин, А. А. Борисов и др. ФГВ, 1978, 14, 1, 90.
8. А. В. Пинаев. ФГВ, 1978, 14, 1, 81.
9. P. Wolanski, D. Lee e. a.— In: Proc. of 9-th Intern. Collog. on Dynamics of Explosions and Reactive Systems. France, Poitiers, 1983.
10. Ю. А. Николаев, П. А. Фомин. ФГВ, 1984, 20, 4, 97.
11. Д. В. Воронин. ФГВ, 1984, 20, 4, 105.
12. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ФГВ, 1970, 6, 3, 374.
13. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ПМТФ, 1970, 5, 39.
14. Р. И. Нигматулин, П. Б. Вайнштейн, И. Ш. Ахатов.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черногоровка, 1980.
15. В. А. Копотев, Н. М. Кузнецов, С. А. Цыганов. Хим. физика, 1984, 3, 12, 1735.
16. С. А. Ждан. ФГВ, 1977, 13, 2, 258.
17. Ш. Эйдельман, А. Буркат. РТГ, 1980, 18, 9.
18. В. А. Левин, Ю. В. Туник. Отчет Института механики МГУ, № 2728, 1982.
19. С. И. Белов, Д. А. Власов. ФГВ, 1982, 18, 1, 125.
20. Е. А. Афанасьева, В. А. Левин. Хим. физика, 1984, 3, 9, 1328.
21. А. Е. Медведев, А. В. Федоров, В. М. Фомин. ФГВ, 1984, 20, 2, 3.
22. А. Ф. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.
23. А. А. Борисов, Б. С. Ермолаев, Б. А. Хасанов. Хим. физика, 1983, 2, 8, 1129.
24. Н. М. Кузнецов. Докл. АН СССР, 1985, 280, 4, 850.
25. А. В. Губанов, Е. И. Тимофеев и др. Хим. физика, 1983, 2, 8, 1133.
26. К. И. Щелкин. ЖЭТФ, 1959, 36, 600.
27. К. И. Щелкин. Докл. АН СССР, 1965, 160, 1144.
28. Р. М. Зайдель, Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1963, 6, 59.
29. J. J. Eggenbeck. 9-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1963.

Поступила в редакцию 7/1 1985

### ОЦЕНКА КИНЕТИКИ НЕРАВНОВЕСНОГО ПРОЦЕССА В ОДНОМЕРНОЙ ПЛОСКОЙ ВОЛНЕ НАПРЯЖЕНИЯ

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

В настоящее время хорошо известно, что ударно-волновое нагружение твердых тел до давлений  $\approx 10$  ГПа зачастую сопровождается неравновесными процессами, такими как полиморфные превращения, уплотнение аморфных веществ (стекло), переход от упругого состояния к пластическому, детонационными превращениями. Кинетические закономерности

ности этих процессов в значительной мере определяют профили во времени  $t$  экспериментально регистрируемых газодинамических переменных: массовой скорости  $u(t)$  и напряжения  $\sigma(t)$ , перпендикулярного к фронту волны. С другой стороны, становится обоснованной [1] и обратная задача, а именно, по экспериментальным профилям  $u(t)$  и  $\sigma(t)$ , измеренных в разных частицах образца, сделать заключения о том, каковы были кинетические закономерности рассматриваемого процесса.

Экспериментальные способы определения кинетики различных процессов при ударно-волновом нагружении предложены в [2—4]. Однако, следуя этим работам, для получения требуемой информации о кинетике процесса необходимо выполнить большой объем динамического эксперимента. Это хорошо видно на примере работы [5], где определялась кинетика разложения литого тротила в ударных волнах. Кроме этого, при практической реализации способов определения кинетики приходится принимать определенные допущения, которые могут сказаться на окончательных результатах (см., например, комментарий к [5] в [4]). В связи с этим заслуживает внимания компромиссный вариант: располагая некоторыми, заранее известными сведениями о процессе, оценить его кинетические характеристики, приняв более грубые допущения, чем в [2—4], но зато сократив объем измерений. С этой позиции в настоящей работе предлагается способ оценки скорости изменения удельного объема за счет превращения в нестационарной волне напряжения вне ее ударных скачков.

Способ базируется на анализе поведения фазовых траекторий зависимости удельного объема  $v$  от  $\sigma$  для заданной частицы при наличии нестационарного процесса в волне напряжения. Термин фазовая траектория определен в [1], где и предложен метод расчета на основании экспериментальных профилей  $u(t)$  и интегрирования законов сохранения массы и импульса:

$$\rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} \right)_h = \left( \frac{\partial u}{\partial h} \right)_t, \quad (1)$$

$$\rho_0 \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_h = - \left( \frac{\partial \sigma}{\partial h} \right)_t. \quad (2)$$

Здесь  $\rho_0$  — начальная плотность материала;  $h$  — лагранжева координата.

Другой, более наглядный метод интегрирования (1) и (2) и определения фазовых траекторий предложен в [2], где вводятся в рассмотрение фазовые скорости, например,  $C_\sigma$  и  $C_u$

$$C_\sigma = - \frac{(\partial \sigma / \partial t)_h}{(\partial \sigma / \partial h)_t}, \quad C_u = - \frac{(\partial u / \partial t)_h}{(\partial u / \partial h)_t}. \quad (3)$$

$C_\sigma$  и  $C_u$  могут быть экспериментально определены после того, как получены профили  $\sigma(t)$  и  $u(t)$  для различных координат  $h$ . С помощью (3) уравнения (1) и (2) преобразуются к виду

$$\rho_0 \left( \frac{\partial v}{\partial t} \right)_h = - \frac{1}{C_u} \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_h, \quad (4)$$

$$\rho_0 \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_h = \frac{1}{C_\sigma} \left( \frac{\partial \sigma}{\partial t} \right)_h. \quad (5)$$

Выражения (4) и (5) позволяют получить соотношение вдоль фазовой траектории, относящейся к некоторой заданной координате [2]

$$\left( \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right)_h = - \frac{1}{\rho_0^2 C_\sigma C_u}. \quad (6)$$

Фазовая траектория отражает изменение объема (следовательно, и его скорости) за счет напряжения и рассматриваемого неравновесного процесса. Задача состоит в том, чтобы выделить из этой суммы только ту часть, которая обусловлена неравновесным превращением и выразить ее через экспериментально измеряемые величины. Для этого сначала

заметим, что суммарная скорость изменения удельного объема на заданной координате  $h$  находится из формулы

$$\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_h = -\frac{1}{\rho_0 C_\sigma^2} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial t}\right)_h + \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial u}{\partial h}\right)_\sigma, \quad (7)$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial h}\right)_\sigma = \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_h \left(\frac{1}{C_\sigma} - \frac{1}{C_u}\right). \quad (8)$$

В справедливости (7) легко убедиться с помощью (5), (6) и выражения (3) для  $C_\sigma$ .

С другой стороны, когда тензор напряжения можно считать шаровым, т. е.  $\sigma = p$ , где  $p$  — давление, величину  $(\partial v/\partial t)_h$  можно выразить иначе [4, 7], если задаться определенным видом уравнения состояния

$$E = E(p, v, \alpha) = E(\sigma, v, \alpha) \quad (9)$$

и воспользоваться законом сохранения энергии

$$\left(\frac{\partial E}{\partial t}\right)_h = -\sigma \left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_h. \quad (10)$$

В (9), (10)  $E$  — удельная внутренняя энергия;  $\alpha$  — дополнительная независимая переменная, характеризующая неравновесный процесс.

Следуя [7] (см. стр. 132), с помощью (9) и (10) получаем

$$\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_h = \left(\frac{\partial v}{\partial \sigma}\right)_{s,\alpha} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial t}\right)_h + \left(\frac{\partial v}{\partial \alpha}\right)_{E,\sigma} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t}\right)_h, \quad (11)$$

где  $s$  — удельная энтропия; а

$$\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_{E,\sigma} = -\left(\frac{\partial E}{\partial \alpha}\right)_{v,\sigma} / \left(\frac{\partial E}{\partial v}\right)_{\alpha,\sigma}. \quad (12)$$

Из (11) видно, что значение  $(\partial v/\partial t)_h$  вдоль фазовой траектории складывается из скорости изменения объема при «замороженном» процессе ( $\alpha = \text{const}$ ) (первое слагаемое в правой части (11)) и только за счет неравновесного процесса (последний член в (11)).

Запишем в координатах  $v, \sigma$  наклон линии «замороженного» процесса в каждой точке фазовой траектории

$$(\rho_0 c)^{-2} = -\left(\frac{\partial v}{\partial \sigma}\right)_{s,\alpha}. \quad (13)$$

В [6]  $c$  называется «замороженной» скоростью звука. Комбинируя (7), (11), (13), получим для заданной координаты  $h$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_{E,\sigma} = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial u}{\partial h}\right)_\sigma \left(\frac{c^{-2} - (C_\sigma C_u)^{-1}}{C_\sigma^{-2} - (C_\sigma C_u)^{-1}}\right). \quad (14)$$

Величина  $\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_{E,\sigma}$  есть значение  $\dot{v}$  из [6]. Формула (14) выведена при единственном допущении (9), которое обладает достаточной общностью (см. по этому поводу комментарий в [4]), а экспериментальное исследование величин  $\dot{v}$  представляет собой реализацию динамического метода [4]. Но, как уже отмечалось, для этого требуется большой объем экспериментальных измерений. Если же вдоль фазовой траектории положить

$$-\frac{1}{2}(c^{-2} + C_\sigma^{-2}) = (C_\sigma C_u)^{-1}, \quad (15)$$

то (14) упрощается:

$$\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_{E,\sigma} = -\rho_0 \left(\frac{\partial u}{\partial h}\right)_\sigma. \quad (16)$$

Привлекательность (16) заключается в том, что  $(\partial u/\partial h)_\sigma$  сравнительно просто определяется экспериментально, следовательно, позволяет

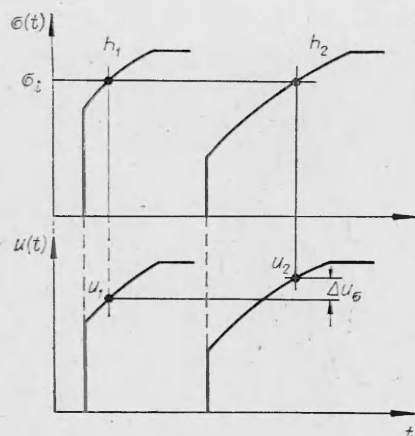


Рис. 1. Профили напряжения и массовой скорости в плавной волне сжатия, сопровождаемой физико-химическим превращением (схема).

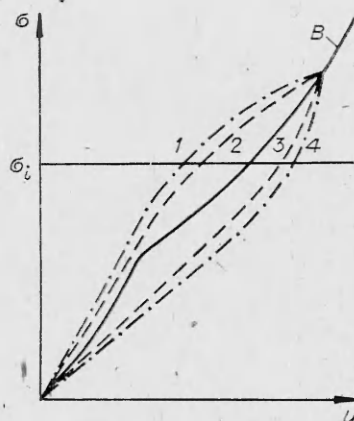


Рис. 2. Фазовые траектории (1—4) в плоскости напряжение — массовая скорость при обратимом переходе материала в более плотную фазу.

ся возможность оценить в приближении (15) и скорость изменения удельного объема только за счет превращения.

Выражения (15) и (16) представляют собой соответственно главное допущение и результат данной работы. Конечно, соотношение (15) приемлемо далеко не всегда, однако в некоторых частных случаях ему можно дать разумное обоснование. Этому и посвящена заключительная часть статьи.

Поясним предварительно смысл производной  $(\partial u / \partial h)_\sigma$ . Эта величина показывает, как сильно изменяется массовая скорость с координатой вдоль линии постоянного напряжения и может быть оценена экспериментально двумя независимыми способами. Так (рис. 1), если при значении  $\sigma_i$  частица с координатой  $h_1$  имела массовую скорость  $u_1$ , а частица с  $h_2$  при том же напряжении оказывается движущейся со скоростью  $u_2$ , то для некоторой средней координаты  $h$  имеем

$$\left(\frac{\partial u}{\partial h}\right)_\sigma \approx \frac{u_2 - u_1}{h_2 - h_1} = \frac{\Delta u_\sigma}{h_2 - h_1}, \quad (17)$$

т. е. располагая профилями напряжения и массовой скорости на координатах  $h_1$  и  $h_2$  можно проследить зависимость  $(\partial u / \partial h)_\sigma$  от напряжения или времени на координате  $h \approx (h_1 + h_2) / 2$ .

Второй способ оценки осуществляется при наличии профилей напряжения на координатах  $h_1 < h_2 < h_3$ . В этом случае с помощью (3), (5), (17) имеем для  $h \approx h_2$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial h}\right)_\sigma \approx \frac{1}{\rho_0} \frac{\int_0^{\sigma_i} \left( \frac{1}{C_{\sigma, 2+3}} - \frac{1}{C_{\sigma, 1+2}} \right) d\sigma}{(h_3 - h_1) / 2}. \quad (18)$$

Здесь  $C_{\sigma, 1+2}$  и  $C_{\sigma, 2+3}$  — зависимость  $C_\sigma$  от напряжения на  $h \approx (h_1 + h_2) / 2$  и  $h \approx (h_2 + h_3) / 2$ . Предполагается, что  $h_2$  находится близко к середине между  $h_1$  и  $h_3$ . Установим теперь соотношение между  $C_\sigma$ ,  $(C_\sigma C_u)$ ,  $c$ .

Заметим, что в волне напряжения, в которой имеет место обратимое превращение вещества, переходящего при сжатии из менее плотной фазы в более плотную, величина  $(\partial u / \partial h)_\sigma$  при сжатии больше, а при разгрузке меньше нуля. Действительно, поскольку из-за размытия волны напряжения на координате  $h_2$ , более удаленной от поверхности нагружения, определенный уровень напряжения  $\sigma_i$  достигается спустя больший промежуток времени. Следовательно, процесс превращения оказывается прошедшим на большую глубину, чем на менее удаленной координате  $h_1$ ,

поэтому фазовая траектория частицы  $h_2$  на  $\sigma - u$ -плоскости будет находиться внутри  $h_1$  (рис. 2), т. е. фазовая траектория частицы  $h_2$  проходит ближе к фазовой траектории  $B$  «бесконечно» медленного нагружения. В соответствии с обозначениями рис. 2 и определением (17) запишем для волны сжатия  $\left(\frac{\partial u}{\partial h}\right)_{\sigma_i} \approx \frac{u_2 - u_1}{h_2 - h_1} > 0$ , а для волны разгрузки  $\left(\frac{\partial u}{\partial h}\right)_{\sigma_i} \approx \frac{u_3 - u_4}{h_3 - h_1} < 0$ .

Заметим также, что во многих случаях экспериментальные записи  $u(t)$  свидетельствуют (см., например [8]), что при сжатии и соответственно разгрузке  $(\partial u / \partial t)_h$  не изменяет знак: при сжатии она положительна, а при разгрузке отрицательна. Поэтому с учетом сделанных замечаний, в соответствии с (8), имеем, что как в волне сжатия, так и в волне разгрузки  $C_\sigma^{-1} > C_u^{-1}$ , следовательно, в обоих случаях  $C_\sigma^{-2} > (C_\sigma C_u)$ .

Установим теперь знак неравенства между  $c^{-2}$  и  $(C_u C_\sigma)^{-1}$ . Так как  $-\rho_0^{-2} (C_\sigma C_u)^{-1}$  в соответствии с (6) представляет наклон к фазовой траектории в  $\sigma - u$ -плоскости при некотором  $\sigma_i$  и определяется помимо равновесной сжимаемости еще и дополнительным изменением удельного объема за счет превращения, то этот наклон по абсолютной величине больше, чем наклон (13) линии «замороженного» при этом  $\sigma_i$  процесса:  $c^{-2} < (C_u C_\sigma)^{-1}$ . В результате окончательно имеем

$$c^{-2} < (C_u C_\sigma) < C_\sigma^{-2}. \quad (19)$$

В некоторых случаях эксперименты показывают, что скорость звука, характеризующая равновесную сжимаемость, а также величины  $C_\sigma$  и  $C_u$  незначительно отличаются между собой (см., например, [8]). На этом основании примем в качестве первого приближения, что величина  $(C_u C_\sigma)^{-1}$  в каждой точке фазовой траектории равна полусумме  $c^{-2}$  и  $C_\sigma^{-2}$ , т. е. конкретизируем (19) в виде (15).

Таким образом в приближении (15) величина  $\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial u}{\partial h}\right)_\sigma$  представляет скорость (с обратным знаком) изменения удельного объема за счет превращения вдоль фазовой траектории. Соотношение (16) совместно с (17) или (18) дает соответственно два варианта экспериментальной оценки этой величины.

Если же провести подобную оценку для нескольких фазовых траекторий при различных амплитудах волн напряжения, можно получить набор кинетических кривых, с помощью которых составляется предварительное суждение о кинетических закономерностях процесса. Однако получаемые при этом результаты нуждаются в подтверждении, поскольку, во-первых, трудно заранее указать величину ошибки, обусловленной упрощением (15). Во-вторых, если возможен стационарный режим распространения волны, сопровождаемой исследуемым неравновесным процессом, то в этом режиме  $C_\sigma = C_u$  и, следовательно, в соответствии с (8) оценка (16) дает нулевую скорость процесса. Поэтому пользоваться оценкой (16) следует только в существенно нестационарной волне напряжения. Критерием нестационарности может служить разница между  $C_\sigma$  и  $C_u$ . Так, располагая экспериментальными профилями рис. 1 и определив по ним величину  $\varepsilon = C_u - C_\sigma$ , можно заключить, что при  $\varepsilon > 0$  имеет место нестационарный режим. Что же касается ошибки (16), то обозначив  $\delta = c - C_\sigma$  и считая  $\varepsilon \ll C_\sigma$ ,  $\delta \ll C_\sigma$ , запишем (14) в виде

$$\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_{E,\sigma} \approx \rho_0 \left(\frac{\partial u}{\partial h}\right)_\sigma \left(1 - 2 \frac{\delta}{\varepsilon}\right), \quad (20)$$

что совпадает с (16), если вдоль фазовой траектории выполняется (15), т. е.  $\delta \sim \varepsilon$ . Величина  $\delta$  в каждой точке фазовой траектории меньше  $\delta_{\max} = c_{\max} - C_\sigma$ , где  $c_{\max}$  — максимальная скорость звука в заданном интервале давлений.  $C_{\max}$  определяется до опыта, поскольку предполагается,

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. Ададуров, 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 сохранных 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-