

где Nu — число Нуссельта ($Nu \approx 2 + 2\beta Re^{1/2} Pr^{1/3}$); κ , κ_0 — теплопроводность газа и частиц; a — температуропроводность частиц; r — радиус частиц; Pr — число Прандтля. Для $Re \approx 10^5$, $Pr \approx 0,67$ (одноатомный газ) $\kappa/\kappa_0 \approx 10^3$ [8], время нагрева частиц $\tau \approx 10^{-5}$ с. За это время практически все частицы успевают внедриться в расплавленную подложку. Характерное время уменьшения плотности взвеси за счет оттока частиц на стенку можно грубо оценить следующим образом:

$$\tau_0 \approx M/\rho_v \bar{U}_K S,$$

где $M = 10$ г — полная масса частиц в полости; $S = 50$ см² — площадь поверхности полости; ρ_v — плотность взвеси частиц.

Время воздействия плазмы на поверхность полости до того, как на нее попадут частицы: $L/U \approx 10^{-5}$ с. За это время подложка расплавится на глубину $l_p \approx \sqrt{a_p \cdot L/U}$, где a_p — температуропроводность расплава. Для всех металлов $a_p = 0,1 \div 1$ см²/с, следовательно, $l_p \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$ см. Таким образом, полная масса расплава на поверхности подложки $\rho_p l_p S \approx 0,5 \div 5$ г.

В контрольных опытах, где плазма воздействовала на стенку полости без порошка, глубина расплава была равна $l_p \approx 100$ мкм, а масса расплава ≈ 4 г. Следовательно, в опытах с весом порошка меди, равным 10 г, при равномерном размешивании расплава подложки с внедряемыми частицами должна образоваться мелкодисперсная смесь, где среднее отношение концентраций атомов железа к атомам меди равно $\sim 0,4$. Как было показано выше, в опыте образуется смесь с отношением, равным $\sim 0,5$.

В заключение авторы выражают свою признательность А. А. Дерибасу, А. Е. Войтенко, К. И. Козорезову, Т. С. Тесленко за полезные обсуждения результатов и ценные советы, Г. В. Бердичевскому — за помощь в проведении экспериментов.

Институт гидродинамики
СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
17/VII 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. И. М. Грязнов, К. И. Козорезов и др. Докл. АН СССР, 1970, 194, 1, 70.
2. К. И. Козорезов, Л. И. Миркин и др. Докл. АН СССР, 1973, 210, 5, 1967.
3. А. Е. Войтенко, В. И. Кирко. ФГВ, 1975, 11, 6.
4. А. Е. Войтенко. ПМТФ, 1966, 4, 112.
5. М. Хансен, К. Андерко. Структуры двойных сплавов. М., Металлургиздат, 1962.
6. С. Спитцер. Физика полностью ионизированного газа М., ИЛ, 1957.
7. В. Г. Левич. Физико-химическая гидродинамика. М., Физматгиз, 1959.
8. С. И. Анисимов и др. Действие излучения большой мощности на металлы. М., «Наука», 1970.

СКОРОСТЬ ДЕТОНАЦИИ УДАРНО-СЖАТОГО ЛИТОГО ТРОТИЛА

В. И. Таржанов

Оптическая схема экспериментальной сборки показана на рис. 1. Изображение линейчатого источника света, помещенного на расстоянии h от поверхности жидкости, получается в алюминизированной слюде,

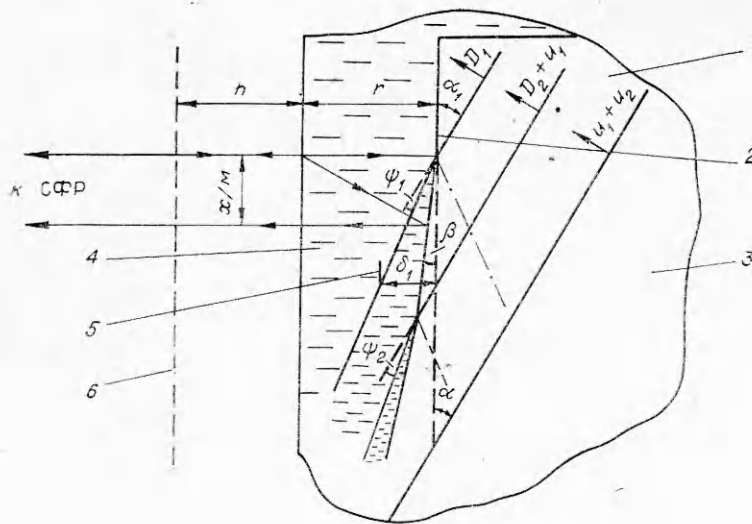


Рис. 1. Оптическая схема сборки.

наклеенной на клиновую поверхность образца ВВ. Скорости первой и второй ударных (детонационной) волн определяются по скоростям, с которыми они пересекают алюминизированную слюду. Массовая скорость за первой волной определяется по смещениям линий изображения линейчатого источника света аналогично [1]. Массовая скорость может определяться методом отражения [2] аналогично [3]. Для этого достаточно знания скорости ударной волны D_1 и угла ψ_1 . Существенная деталь состоит в том, что ударная адиабата жидкости близка к ударной адиабате исследуемого ВВ в координатах давление — массовая скорость. Это позволяет:

а) поддерживать в образце состояние, полученное за первым ударным фронтом в течение необходимого времени;

б) увеличить точность вычисления массовой скорости по методу отражения. Как и в [1], предполагается, что жидкость остается прозрачной за первой ударной волной. Данные по прозрачности различных жидкостей и их показателям преломления при ударном нагружении можно найти в работах [1, 4]. Ниже приводятся результаты для используемой жидкости, полученные в специальных экспериментах.

Формулы для расчета скоростей ударных волн и массовых скоростей получены из рассмотрения геометрических соотношений на рис. 1 и схожи с аналогичными формулами [1]

$$D_1 = a \cdot \cos \alpha \cdot \sin \alpha \cdot \cos \Omega_1 / M (\operatorname{tg} \gamma_{01} - \cos^2 \alpha \cdot \operatorname{tg} \omega_1), \quad (1)$$

где $\Omega_1 = \arcsin [M/a \cdot D_1 \cdot \operatorname{tg} \omega_1]$. Для реальных взрывных экспериментов $\Omega_1 \sim 40^\circ$ и $\cos \Omega_1 \approx 1$ [1]

$$\psi_1 = \alpha_1 - \arctg [\delta \cdot \sin \alpha_1 / (D_1 \tau)], \quad (2)$$

где $\alpha_1 = \alpha + \Omega_1$.

$$u_1 = D_1 \cdot \sin (\alpha_1 - \psi_1) / \sin \alpha_1 \cdot [1 - \operatorname{tg} (\alpha_1 - \psi_1 - \beta) / \operatorname{tg} (\alpha_1 - \psi_1)], \quad (3)$$

$$x_1 = M / \cos \alpha [h n_0 \sin g / (1 - n_0^2 \sin^2 g)^{1/2} + r \cdot \operatorname{tg} g], \quad (4)$$

где

$$g = \alpha_1 - \psi_1 + \arcsin \{n_1/n_0 \cdot \sin [2\beta - 2(\alpha_1 - \psi_1) + \arcsin [n_0/n_1 \cdot \sin (\alpha_1 - \psi_1)]]\}. \quad (5)$$

$$D_2 = a \cos \alpha \sin(\alpha_1 - \beta) \cos \varphi / [M \operatorname{tg} \gamma_{1.2} \cdot \cos(\alpha_1 - \psi_1) \times \\ \times \cos(\alpha_1 - \psi_1 - \beta - \varphi)] + c, \quad (6)$$

где

$$\varphi = \arcsin n_0/n_1 \cdot \sin(\alpha_1 - \psi_1), \quad a = u_1 \{ \cos(\alpha_1 - \psi_1 - \beta) \times \\ \times \cos(\alpha_1 - \beta) - \cos \psi_1 + \sin(\alpha_1 - \beta) \cos(\alpha_1 - \psi_1 - \beta) / \cos(\alpha_1 - \\ - \beta - \psi_1 - \varphi) \cdot [\sin(\alpha_1 - \beta - \psi_1 - \varphi) - \sin(\alpha_1 - \psi_1) \sin(\alpha_1 - \psi_1 - \varphi)] / \\ / [\sin \beta \cdot \cos^2(\alpha_1 - \psi_1)] \}.$$

При углах $\alpha \leq 15^\circ$ в (6) $c \approx 0,3\%$.

В формулах (1)–(6) D_1 — скорость первой ударной волны в образце; a — скорость развертки по пленке в СФР; M — масштаб увеличения при съемке; α — угол клина образца ВВ; Ω_1 — угол наклона первого ударного фронта в образце к поверхности экрана генератора двух волн (перекос фронта); ω_1 — соответствующий Ω_1 угол на фотохронограмме; $\alpha_1 = \alpha + \Omega_1$ — угол между ударным фронтом и поверхностью клина образца; n_0, n_1 — показатели преломления жидкости до и после первого ударного нагружения; u_1 — массовая скорость клиновой поверхности образца за первой ударной волной¹; D_2 — скорость второй ударной (детонационной) волны в образце (по покоящемуся веществу). Остальные обозначения показаны на рис. 1.

Для определения u_1 система уравнений (3)–(5) решается численно. Аналитически она решается для $\alpha \approx 8^\circ$ с использованием аппроксимации малых углов [1]. При использовании метода отражения процедура аналогична [3]. Оценка априорных погрешностей методики дает следующие значения:

$$\Delta D_1/D_1 \approx 2\%, \quad \Delta u_1/u_1 \approx 10\%, \quad \Delta D_2/D_2 \approx 5\%, \quad \Delta(\rho_1 D_2)/\rho_1 D_2 \approx 12\%$$

(ρ_1 — плотность ВВ, сжатого первой ударной волной).

С использованием описанной выше методики проведено измерение скорости детонации предварительно ударно-нагруженного литого тротила ($p_1 \sim 40$ кбар). Побочно получены данные по ударной сжимаемости тротила при давлениях до 65 кбар, зафиксировано ускорение первой ударной волны в образце.

Устройство измерительной сборки понятно из рис. 1. Клиновой образец ВВ 1, на поверхность которого наклеен эпоксидной смолой тонкий слой алюминизированной слюды (0,04 мм) 2, помещен на поверхности экрана 3 генератора двух волн в измерительную ячейку 4. Ячейка заполнена раствором бромформа в этиловом спирте ($\rho_0 = 2,35$ г/см³ при $t = 20^\circ\text{C}$). Ударная адиабата и зависимость показателя преломления от массовой скорости для раствора снимались в специальных экспериментах по методике [1]

$$D = 1190 + 1,86 u, \\ n = 1,54 + 0,35 \cdot 10^{-3} u.$$

Здесь D — скорость ударной волны в жидкости; u — массовая скорость за фронтом ударной волны, м/с; n — показатель преломления ударно-нагруженной жидкости.

Зависимость $n(u)$ заранее предполагалась линейной и измерения проводились вблизи одного значения массовой скорости (≈ 600 м/с). Показатель преломления ненагруженной жидкости равен 1,539. Репер-

¹ При идеальном сопадении в p, u -координатах адиабат ВВ и жидкости u_1 совпадает с массовой скоростью за фронтом первой волны в образце с точностью до множителя $\cos \psi_1$.

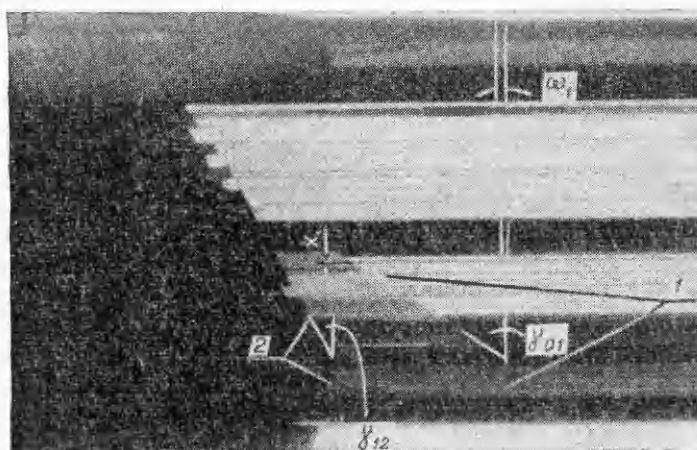


Рис. 2. Типичная фотохронограмма опыта.

1 и 2 — выход на поверхность экрана генератора двух волн и распространение по образцу первой и второй волн соответственно.

ные отражатели 5 (алюминизированная слюда 0,04 мм), поставленные параллельно клиновой поверхности образца, служат для определения угла наклона фронта волны в жидкости к фронту волны в образце. Линейный растр 6 стоит на пути света от взрывного аргонового источника света [4] к измерительной ячейке. Измерения скорости свободной поверхности экрана генератора после выхода первой ударной волны проводились с помощью реперного отражателя (алюминизированная слюда 0,1 мм), расположенного вне ячейки 4 параллельно поверхности экрана на расстоянии 0,8—1 мм. Отражающие участки поверхно-

Тип генератора двух волн	w_1^* , м/с	D_1^* , м/с	u_1^* , м/с	p_1^* , кбар	v_1 , см ³ /г	D_2 , м/с	$\rho_1 D_2 \cdot 10^6$, г/(м ² ·с)
I	755	3590	640	36,5	—	—	—
	—	3720	692	41,0	0,512	6280	12,27
	—	4200	796	53,2	—	—	—
	708	3570	599	34,0	—	—	—
	—	3755	657	39,2	—	—	—
	—	4150	849	56,0	0,500	5,960	11,92
II**	—	4360	926	64,1	—	—	—
	960	4070	668	43,2	0,527	6630	12,60
	968	3850	688	42,1	0,517	6460	12,51
	714	3865	579	35,5	0,518	6120	11,82
	712	3360	611	32,6	0,518	6270	12,10
	—	3885	684	41,8	—	—	—
I	701	3530	593	33,3	—	—	—
	—	3725	642	38,0	—	—	—
	—	3920	770	47,9	0,513	8700	16,55
	680	4000	570	36,2	—	—	—
	—	4000	720	45,7	0,515	8030	15,57
	—	—	—	—	—	—	—
II	565	3020	492	23,6	—	—	—
	—	3020	433	20,8	0,539	7460	13,84
	0,541	2955	472	22,1	0,528	8320	15,73
	0,528	2980	377	17,8	0,550	7630	13,88
	0,581	3095	495	24,4	0,529	7790	14,71
	—	—	—	—	—	—	—

* Большая часть данных по ударной сжимаемости тротила в первой волне получена с помощью метода отражения аналогично [3].

** В этих опытах экран генератора II — Al 10 мм.

сти экрана генератора двух волн полировались. Выход волн на все отражающие поверхности фиксировался в виде смещения линий изображения источника света на фотохронограмме (метод оптического рычага [5]). Образцы литого тротила имели плотность $1,590 \text{ г/см}^3$, номинальный угол клина 15° , диаметр 60 мм.

Использовались два типа генераторов двух волн. Генератор типа I — слоеная система латунь — ацетон — латунь; подобные системы используются обычно как ослабители ударных волн [8, 11].

Работу генератора легко понять, рассмотрев методом p , u -диаграмм распад разрывов на границах слоев. Амплитуда второй волны в тротиле оценена для генератора типа I ~ 130 кбар, для генератора типа II ~ 160 кбар. Амплитуда первой волны в тротиле для генераторов I и II равна $30 \div 40$ кбар. Интервал между первой и второй волнами на поверхности экрана генератора составляет 1 мкс. Генераторы двух волн с зазором 5 мм устанавливались на зарядах из литого состава тротил — гексоген 50/50 с размерами $200 \times 300 \text{ мм}^2$. Плоская детонационная волна в зарядах возбуждалась с помощью специального линзового заряда. Процессы регистрировались на фотохронографе СФР-2М. Типичная фотохронограмма приведена на рис. 2.

Полученные данные по ударной сжимаемости тротила приводятся в таблице. Там же даются скорости детонации (второй ударной волны) нагруженного тротила.

Результаты по инициированию предварительно ударно-сжатого тротила показаны также на рис. 3. Там же построена политропа продуктов взрыва тротила, взятая в виде [6], $p = 1,502 \rho^{3,30}$ ($\rho_0 = 1,62 \text{ г/см}^3$). Проведенные волновые лучи отчетливо разбиваются в соответствии со значением $\rho_1^2 D_2^2$ (ρ_1 — плотность ударно-сжатого тротила, D_2 — скорость второй ударной волны) на две группы. Первая группа соответствует экспериментам, в которых скорость распространения второй волны составляла 6500 м/с; вторая группа — экспериментам со скоростью второй волны ~ 8000 м/с. Очевидно, в экспериментах первой группы детонация не инициировалась, так как давления ВВ, оцениваемые по пересечению адиабаты второго сжатия² с волновыми лучами (~ 200 кбар), достаточно близки к давлениям, вычисленным априорно из параметров генераторов. Во второй группе опытов детонация, по-видимому, инициировалась. В пользу этого утверждения можно привести

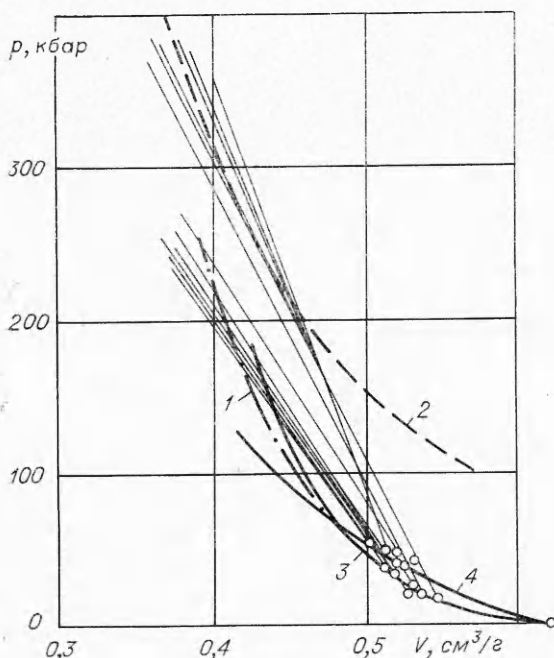


Рис. 3. Волновые лучи $\Delta p / \Delta v = -(\rho_1 D_2)^2$, соответствующие распространению второй ударной (детонационной) волны по ударно-сжатому тротилу.

1 — ударная адиабата раствора бромформа в этиловом спирте ($\rho_0 = 2,35 \text{ г/см}^3$); 2 — политропа продуктов взрыва тротила; 3, 4 — ударные адиабаты литого тротила из [6 и 12].

² Для оценок использовалась $p(v)$ -зависимость, полученная расчетом в предположении идентичности ударной адиабаты второго и адиабаты однократного сжатия в p , u -координатах.

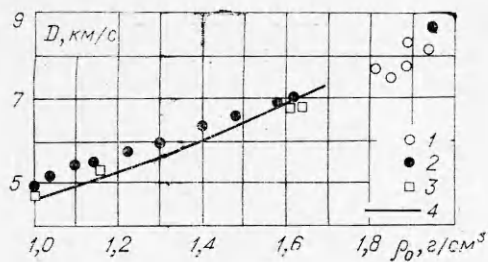


Рис. 4. Зависимость скорости детонации тротила от плотности.
1 — результаты настоящей работы; 2 — [7]; 3 — [8]; 4 — расчет [7].

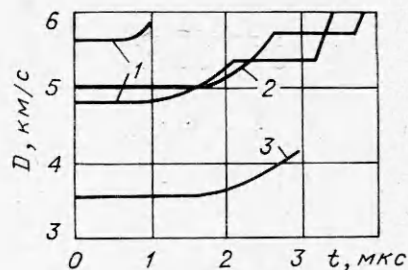


Рис. 5. Ускорение ударных волн в литом тротиле.
1 — [9]; 2 — [10]; 3 — настоящая работа.

такие доводы: а) высокое значение скорости распространения волны (~ 8000 м/с); б) касание (в среднем) волновым лучом политропы продуктов взрыва в пределах точности экспериментов.

На рис. 4 показана расчетная зависимость скорости детонации тротила от начальной плотности, полученная в [7], экспериментальные данные, приведенные в [7] и данные [8]. Там же показаны результаты настоящей работы. За начальную плотность принята плотность тротила в первой ударной волне. Из сравнения видно, что полученные результаты не противоречат данным, полученным при более низких плотностях.

Во всех опытах первой группы не обнаружено ускорения второй волны, амплитуда которой относительно состояния за первой волной составляла ~ 160 кбар. Волна с такой амплитудой при однократном нагружении ускоряется до детонационной скорости за несколько десятых микросекунды [9, 10]. Это говорит о более низкой чувствительности сжатого тротила к инициированию ударной волной по сравнению с несжатым тротилом. Заметим, что высокие значения скорости распространения второй волны получены в экспериментах с использованием генераторов типа I и II. Это может говорить о близости условий инициирования сжатого ВВ в этих опытах к неким критическим условиям, при превышении которых можно наблюдать надежную детонацию ударно-сжатого ВВ. Следует заметить также, что в опытах не предпринималось специальных мер по устранению воздушных микрозазоров между поверхностями образца и экрана генератора, возникающих при установке образца на экран. Чистота обработки соответствовала 7-му классу, но тщательно не контролировалась. Эти два фактора, возможно, могут приводить к разбросу условий инициирования ВВ в различных опытах и к вероятностному характеру инициирования ударно-сжатого тротила.

На рис. 5 показано обнаруженное в тротиле ускорение первой ударной волны с амплитудой 33 кбар. Там же для сравнения показаны зависимости скорости ударной волны от времени из работ [9, 10].

г. Челябинск

Поступила в редакцию
20/VI 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. T. J. Ahrens, M. N. Ruderman. J. Appl. Phys., 1966, 37, 13.
2. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн. М., «Наука», 1966.
3. V. M. Boyle, R. L. Jamison, F. E. Allison. X-th Symp. Comb., Cambridge, 1964.
4. Я. Б. Зельдович, С. Б. Кормери и др. Докл. АН СССР, 1961, 138, 6.
5. J. R. Fowles. J. Appl. Phys., 1961, 32, 4175.

6. В. С. Илюхин, П. Ф. Похил и др. Докл. АН СССР, 1960, 131, 4, 793.
7. В. Н. Зубарев, Т. С. Телегин. Докл. АН СССР, 1962, 147, 5, 1122.
8. W. Friederich. Zs. ges. Schiess-Spr., 1933, 28, 2, 51, 80, 113.
9. S. J. Jacobs, T. P. Liddiard a. o. IX-th Symp. Comb., Itaca, N.-Y., 1962.
10. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов, К. К. Шведов. ПМТФ, 1963, 6, 131.
11. G. E. Sealy, L. B. See, Jr. J. Appl. Phys., 1961, 32, 6.
12. N. L. Coleburn, T. P. Liddiard. J. Chem. Phys., 1966, 44, 5.

О ДВИЖЕНИИ ГАЗА ЗА ПЛОСКОЙ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНОЙ, ИДУЩЕЙ ПО ЦИЛИНДРУ ВВ

В. А. Дворников, Л. В. Комаровский

Пусть взрывчатое вещество цилиндрической формы с постоянной плотностью ρ_0 помещено в вакуум. В момент $t=0$ поверхность правого торца инициирует. При этом будем считать, что продукты взрыва описываются уравнением состояния $p=\text{const} \cdot \rho^\gamma$, а детонация протекает в режиме Чепмена — Жуге. От плоскости инициирования будет распространяться с постоянной скоростью D нормальная детонационная волна. Образующиеся продукты детонации под действием контакта с вакуумом будут формировать осесимметричное нестационарное газовое облако, которое в начальный момент можно разбить на две качественно различные области — одномерного потока и боковой волны разрежения (рис. 1: 1 — $p=0$, 2 — $72 \cdot 10^{-8}$, 3 — $58 \cdot 10^{-6}$, 4 — $19 \cdot 10^{-4}$, 5 — 0,017, 6 — 0,047, 7 — 0,135, 8 — 0,18, 9 — 0,277).

Как следует из [1], в одномерной области течение описывается центрированной волной Римана, а для нахождения течения газа в бо-

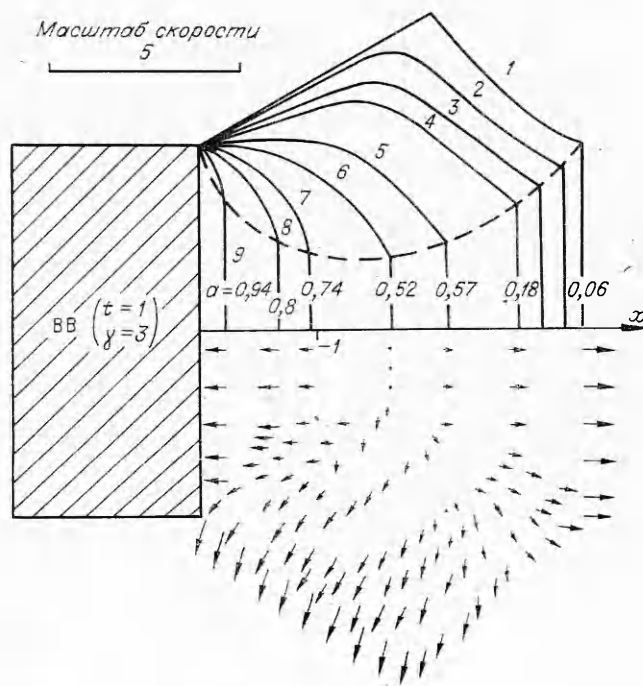


Рис. 1.