

ДИНАМИКА ЗАКРЫТИЯ ПОР ВО ФРОНТЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

С. З. Дунин, В. В. Сурков

(Москва)

На основании уравнения состояния пористого вещества, учитывающего динамику пластического затекания пор и вязкие свойства среды, а также уравнений движения и сохранения массы, анализируются некоторые особенности распространения ударных пластических волн в пористых средах. Исследуется влияние скорости ударной волны, вязкости, предела текучести и пористости на характер распространения волн. Получено условие существования ударных волн. Найдены области значений параметров, при которых происходит полное пластическое затекание пор во фронте волны и области частичной выборки порового пространства. Проанализировано поведение ударных адиабат в зависимости от прочностных и вязкостных свойств пористой среды.

Динамика распространения и затухания ударной волны не очень большой интенсивности (порядка десятков килобар для твердых пористых тел) во многом обусловлена характером затекания пустот (в твердых телах при указанных выше давлениях это состояние пластического течения). Так, в ряде экспериментальных работ [1-3] указывалось на сильное влияние вязкостных свойств тел. При распространении волн слабой интенсивности существен необратимый характер диаграммы нагрузки — разгрузки, определяющий дополнительный механизм затухания (наряду с вязкостью и теплопроводностью) таких волн.

1. Рассмотрим плоскую стационарную волну в однородной среде с одинаковыми сферическими порами радиуса a_0 . В этом случае все характеристики движения зависят от одной переменной $\zeta = z - Dt$, где D — скорость волны. Проанализируем фронт пластической волны, не касаясь структуры упругого предвестника. Если относительный объем пор не велик, то девиатор напряжений практически не зависит от коэффициента пористости и равен постоянной величине [4, 5], а соотношение между плотностью и давлением во фронте волны принимает вид [1]

$$(1.1) \quad P - P_0 = \rho_0 D^2 (1 - \rho_0 / \rho)$$

Здесь P_0 — давление перед фронтом пластической волны в области, охваченной упругим предвестником, а ρ_0 — плотность невозмущенной среды, поскольку изменением плотности в упругой волне можно пренебречь [1, 6].

Разобьем все вещество на одинаковые сферические ячейки, содержащие по одной поре, таким образом, чтобы суммарная масса ячеек в единице массы равнялась единице. Тогда радиус ячейки b_0 должен удовлетворять условию $4\pi N \rho_m (b_0^3 - a_0^3) / 3 = 1$, где ρ_m — плотность твердого вещества, N — число ячеек в единице массы. Объемные изменения выделенной

ячейки характеризуют изменения макроскопического параметра пористости.

В широком диапазоне изменения интенсивностей ударных волн ширина фронта волны Δ много больше характерного размера ячеек b_0 . Относительное изменение макроскопических параметров среды (давления, плотности и т. д.) на длине выделенного элемента $\sim b_0 / \Delta \ll 1$. В этом приближении можно считать, что ячейка участвует в двух независимых движениях: как целое с массовой скоростью u и сжимается под действием давления в среде P .

В предположении, что в процессе сжатия ячейка сохраняет сферическую форму [1, 6], определим параметр пористости α как отношение полного объема ячейки к объему твердотельной фазы, т. е.

$$(1.2) \quad \alpha = b^3 / (b^3 - a^3)$$

где b и a — текущие внешний и внутренний радиусы ячейки. Уравнение движения вещества к центру поры

$$(1.3) \quad \rho_m \frac{dv}{dt} = \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{2(\sigma_r - \sigma_\theta)}{r}$$

где r — радиус, отсчитываемый от центра поры, ρ_m — плотность твердого вещества, v — массовая скорость движения вещества к центру поры, σ_r и $\sigma_\theta = \sigma_\phi$ — компоненты локального тензора напряжений. Граничное условие на поверхности поры

$$(1.4) \quad \sigma_r |_{r=a} = 0$$

Твердое вещество в рассматриваемом диапазоне давлений ведет себя как несжимаемое, удовлетворяющее условию вязкопластического течения [1]

$$(1.5) \quad \sigma_r - \sigma_\theta = Y + 2\eta (\partial v / \partial r - v / r)$$

где Y — предел текучести, η — коэффициент вязкости. Из условия сохранения массы ячейки имеем

$$(1.6) \quad r^3 - r_0^3 = a^3 - a_0^3$$

где r_0 определяет начальное положение точки с текущей координатой r по отношению к центру поры. Изменение плотности среды при $\rho_m = \text{const}$ происходит только за счет изменения пористости. Связь ρ и α определяется соотношением

$$(1.7) \quad \rho = \rho_m / \alpha$$

В результате решения поставленной динамической задачи (1.2) — (1.7) о пластическом затекании сферической ячейки получена [1, 6] связь между пористостью α и давлением P_1 , приложенным к поверхности ячейки (величина — σ_r при $r = b$), которое использовалось [1] в качестве среднего давления в среде. Такое отождествление отвечает модели, описывающей поведение твердых пористых частиц, погруженных в жидкую фазу. При рассмотрении же твердых пористых сред необходимо учитывать, что среднее давление в ячейке (при учете динамических эффектов) не совпадает с P_1 .

Усреднение по объему ячейки локального распределения давления $P_m(r, t)$, полученного из решения (1.3) с учетом (1.4) — (1.7), приводит

к следующему результату (α_0 — начальная пористость):

$$(1.8) \quad P = \frac{\rho_m \alpha_0^2}{(\alpha_0 - 1)^{2/3}} \left\{ -A(\alpha) \frac{\alpha''}{\alpha} + B(\alpha) \frac{\alpha'^2}{6\alpha} \right\} - \frac{4\eta\alpha'}{3\alpha(\alpha - 1)} + \\ + \frac{2Y}{3} \ln \frac{\alpha}{\alpha - 1} \\ A(\alpha) = \frac{1}{3(\alpha - 1)^{1/3}} + \frac{(\alpha - 1)^{2/3} - \alpha^{2/3}}{2} \\ B(\alpha) = \frac{1}{\alpha^{1/3}} - \frac{1}{(\alpha - 1)^{1/3}} + \frac{1}{3(\alpha - 1)^{4/3}}$$

Последние два члена в (1.8), обусловленные вязкопластическими свойствами среды, соответствуют результатам работы [1], а первые слагаемые, определяющие вклад инерционных эффектов, отличаются.

Из-за необратимого характера диаграммы нагрузки — разгрузки пористых сред [7] поведение вещества при увеличении и уменьшении плотности необходимо описывать различными уравнениями. Так, формула (1.8) применима только на фазе нагружения, поскольку при разгрузке деформации среды носят упругий характер.

2. Уравнение (1.1) с учетом связи (1.7) и соотношение (1.8), в котором надо перейти к переменной ζ , определяют структуру фронта ударной волны. Давление в упругом предвестнике, соответствующее переходу вещества в пластическое состояние, равно

$$(2.1) \quad P_0 = \frac{2Y}{3} \ln \frac{\alpha_0}{\alpha_0 - 1}$$

Разрешив эти уравнения относительно функции α и вводя безразмерную переменную $\xi = \zeta / \alpha_0$, получим обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка, описывающее волновой профиль. Так как переменная ξ не войдет в явном виде в полученное уравнение, то порядок его можно понизить, вводя новую функцию $g(\alpha) = d\alpha / d\xi$. В результате получаем следующее уравнение:

$$(2.2) \quad \frac{dg}{d\alpha} = \left\{ B(\alpha) \frac{g}{6} + \frac{4Rk(\alpha_0 - 1)^{2/3}}{3(\alpha - 1)} - F(\alpha, \alpha_0, k) \frac{\alpha(\alpha_0 - 1)^{2/3}}{g} \right\} [A(\alpha)]^{-1} \\ F(\alpha, \alpha_0, k) = \frac{\alpha_0 - \alpha}{\alpha_0^2} + \frac{2k^2}{3} \ln \frac{\alpha_0(\alpha - 1)}{\alpha(\alpha_0 - 1)} \\ k = \left(\frac{Y}{\rho_m D^2} \right)^{1/2}, \quad R = \frac{\eta}{\alpha_0 \sqrt{\rho_m Y}}$$

причем параметр R^{-1} является аналогом числа Рейнольдса.

Граничное условие уравнения (2.2) $g(\alpha_0) = 0$ выполняется при $\xi \rightarrow +\infty$ для волны, распространяющейся в положительном направлении оси ξ .

Уравнение (2.2) описывает нелинейные затухающие или периодические колебания, причем характер решения зависит от набора параметров k , R , α_0 . Исследуем поведение его решений в фазовой плоскости g, α . Уравнение имеет три особые точки на линии $g = 0$. Первая особенность при $\alpha = 1$ связана с физическим процессом закрытия пор во фронте волны. Две другие особые точки определяют положение равновесия ($d^2\alpha / d\xi^2 =$

$= g = 0$) или точки пересечения линий Релея с кривой статического сжатия вещества. Они находятся из решения трансцендентного уравнения

$$(2.3) \quad F(\alpha, \alpha_0, k) = 0$$

которое удовлетворяется при $\alpha = \alpha_0$ и некотором α_1 , заключенном в пределах $1 < \alpha_1 < \alpha_0$.

Если волна распространяется в положительном направлении оси ξ , то соотношение (2.2) описывает волну нагружения только в полуплоскости $g \geq 0$. Однако для получения полной картины необходимо провести рассмотрение во всей области.

3. Исследование характера особенности (2.2) при $\alpha = \alpha_0$ общими методами качественной теории дифференциальных уравнений показывает, что тип особой точки определяется двумя параметрами: k и α_0 . При $k < k_0(\alpha_0)$, где $k_0 = [3(\alpha_0 - 1) / (2\alpha_0)]^{1/2}$, особенность — седло. В этом случае из точки $g = 0, \alpha = \alpha_0$ можно выйти по направлениям, задаваемым сепаратрисами

$$(3.1) \quad g = (\alpha_0 - \alpha) / \Delta_{\pm} \\ \Delta_{\pm} = (\alpha_0 - 1)^{1/3} A(\alpha_0) \times \\ \times \left\{ -\frac{2Rk}{3} \pm \left[\frac{4R^2k^2}{9} + \left(1 - \frac{k^2}{k_0^2}\right) \frac{(\alpha_0 - 1)^{4/3}}{\alpha_0} A(\alpha_0) \right]^{1/2} \right\}^{-1}$$

Волну нагружения, распространяющуюся в сторону возрастания ξ , описывает сепаратриса со знаком плюс перед корнем. Интегрирование по ξ соотношения (3.1) со знаком плюс (и с учетом $g = d\alpha / d\xi$) дает асимптотическую формулу при $\xi \rightarrow +\infty$, описывающую профиль ударной волны

$$(3.2) \quad \alpha_0 - \alpha = c \exp(-\xi / \Delta_+)$$

где c — постоянная интегрирования. Величина Δ_+ определяет характерный размер волны, т. е. длину, на которой происходит изменение пористости и плотности в e раз. С увеличением R (или с ростом вязкости η) растет и Δ_+ , а угол наклона сепаратрисы к оси α уменьшается, стремясь к нулю при $R \rightarrow \infty$.

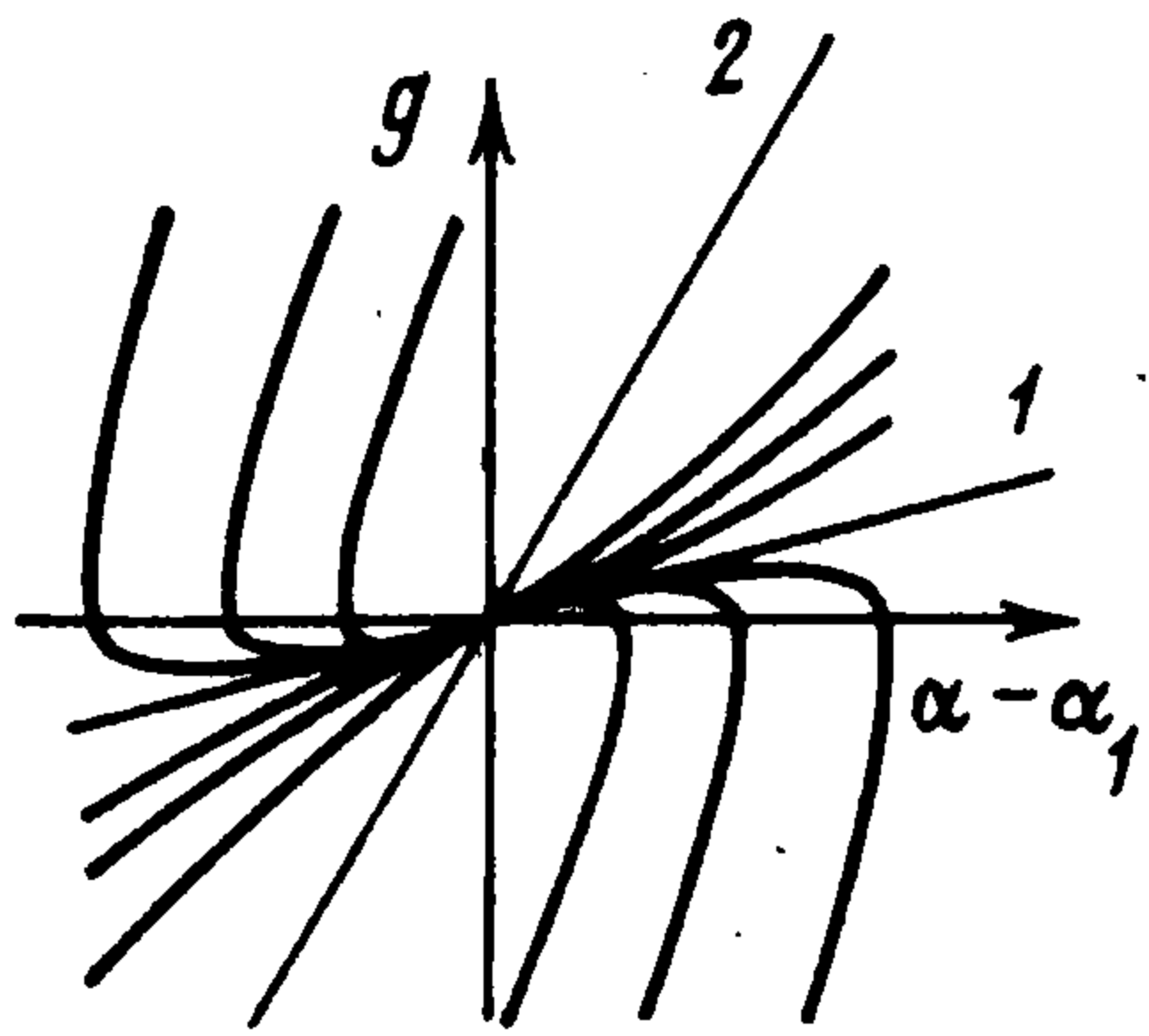
При $k \geq k_0$ решения либо вообще не удовлетворяют физическому требованию $g \geq 0$ в случае фокуса или центра, либо, если особенность — узел, интегральные кривые выходят из точки α_0 в направлении возрастания α (качественное поведение кривых вблизи особенности аналогично приведенному на фиг. 1). Следовательно, существование ударных волн в пористой среде возможно при условии, если $k < k_0$. Величина k_0 определяет минимальную скорость распространения ударных пластических волн в рассматриваемых пористых веществах [8]

$$(3.3) \quad D_{\min} = \{Y / (\rho_m k_0^2)\}^{1/2} = \{2Y\alpha_0 / [3\rho_m(\alpha_0 - 1)]\}^{1/2}$$

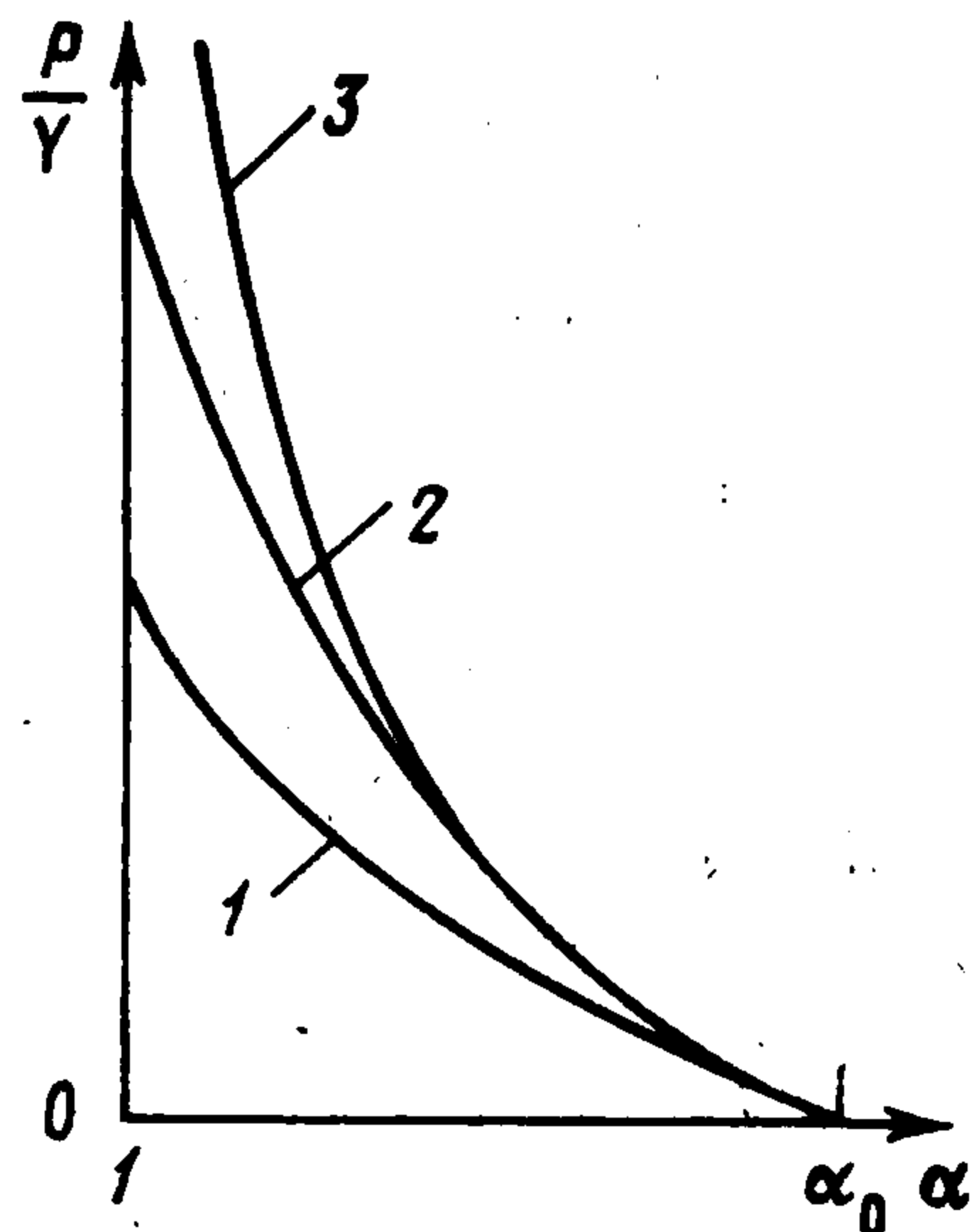
4. Исследуем режим закрытия пор во фронте волны. В случае $R = 0$ исходное уравнение (2.2) интегрируется

$$(4.1) \quad g^2 = \frac{2(\alpha_0 - 1)^{2/3}}{3A(\alpha)} \left\{ \frac{(\alpha_0 - \alpha)^2(2\alpha + \alpha_0)}{2\alpha_0^2} - k^2 H(\alpha, \alpha_0) \right\} \\ H(\alpha, \alpha_0) = \alpha_0 - \alpha + \ln \frac{\alpha_0 - 1}{\alpha - 1} + \alpha^2 \ln \frac{\alpha_0(\alpha - 1)}{\alpha(\alpha_0 - 1)}$$

Замкнутой симметричной относительно оси α кривой (4.1) в фазовой плоскости соответствует в переменных α, ξ уединенная волна. Множитель перед фигурными скобками в (4.1) положителен при $\alpha > 1$, а выражение в фигурных скобках больше нуля при $k < k_0$, обращаясь в нуль в точке $\alpha = \alpha_n < \alpha_0$. Это условие вместе с уравнением (1.1) определяют ударную адиабату (кривую максимальных отклонений величин от равновесных зна-



Фиг. 1



Фиг. 2

чений) пористого вещества при $R = 0$. Сравнение ее с кривой статического сжатия (кривая 3 на фиг. 2) показывает, что минимальная пористость α_n меньше в динамическом случае и, следовательно, радиус пор меньше своей равновесной величины, определяемой как результат статического сжатия.

Увеличение параметра R в (2.2) (эквивалентное росту вязкости η) при фиксированных значениях k и α_0 приводит к увеличению затухания в ударной волне. Поэтому в полуплоскости $g \geq 0$ все решения с $R > 0$, выходящие из начальной точки $g = 0, \alpha = \alpha_0$, пройдут ниже траектории с $R = 0$ и пересекут ось α при большем значении α . Отсюда следует, что если при фиксированных k и α_0 траектория с нулевой вязкостью ($R = 0$) не достигает значения $\alpha = 1$, то ни при каком R захлопывания пор в волне нагрузки произойти не может ($\alpha_n > 1$).

Рассмотрим решение при $R = 0$ вблизи $\alpha = 1$. Вводя переменную $\delta = \alpha - 1$ и разлагая величину в фигурных скобках в (4.1) вблизи нуля, а в функции $A(\alpha)$ оставляя член $\sim 1/\delta^{1/3}$, стремящийся к бесконечности, преобразуем выражение (4.1) к виду

$$(4.2) \quad g^2 = \frac{\delta^{1/3} (\alpha_0 - 1)^{2/3} (\alpha_0 + 2)}{\alpha_0^2} \left\{ 1 - \frac{k^2}{k_c^2} + \frac{4\alpha_0^2 k^2 \delta}{(\alpha_0 - 1)^2 (\alpha_0 + 2)} \ln \frac{1}{\delta} \right\}$$

$$k_c^2 = (\alpha_0 - 1)^2 (\alpha_0 + 2) / [2\alpha_0^2 (\alpha_0 - 1 + \ln \alpha_0)]$$

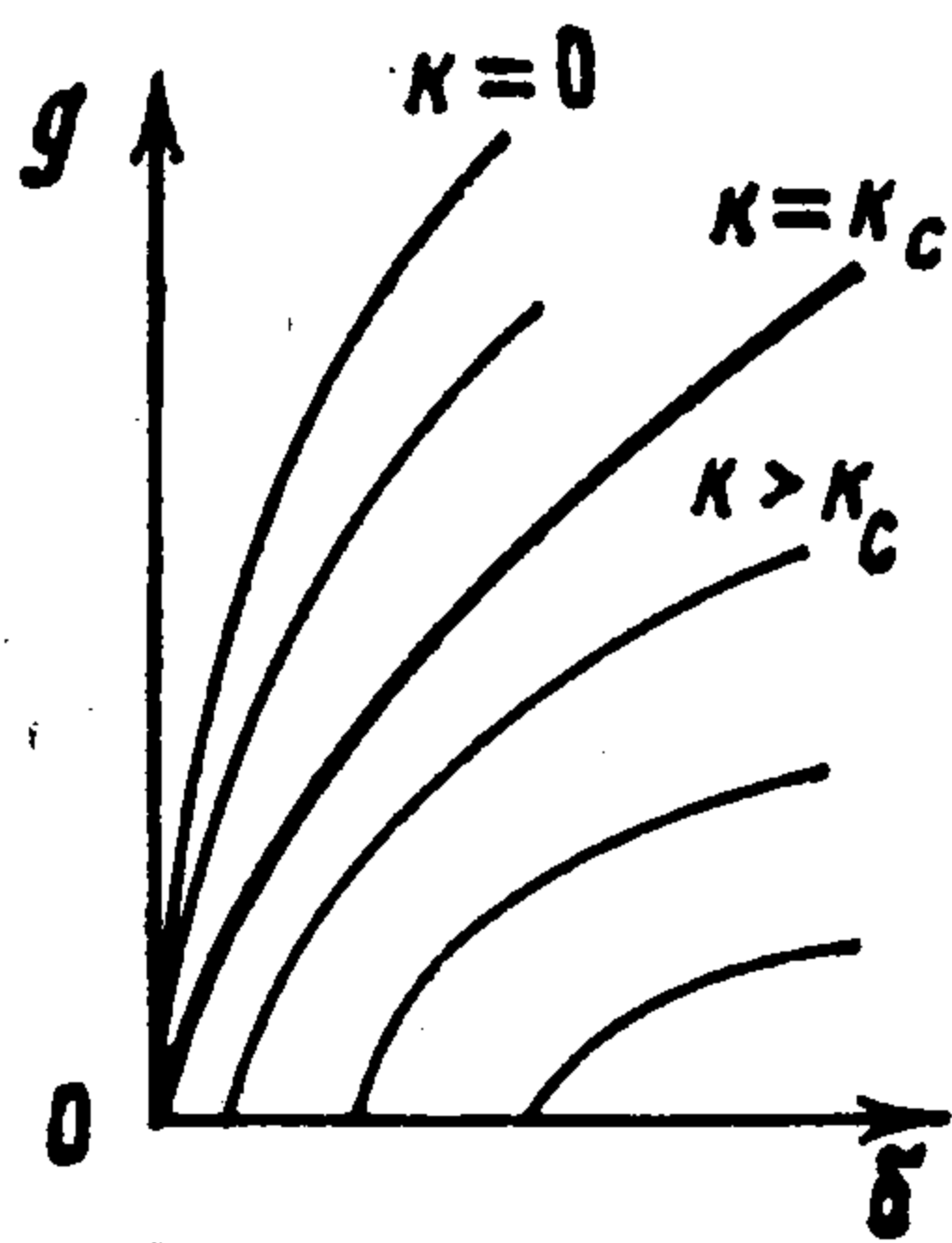
Проанализируем характер решений в зависимости от значения параметра k . Интегральная кривая со значением k , равным k_c , разделяет два класса решений. При $k > k_c$ траектории не достигают особой точки, образуя в окрестности $\delta = 0$ седло (фиг. 3). При $k < k_c$ поведение решений определяется соотношением $g \sim \delta^{1/6}$, и интегральные кривые входят в особую точку, касаясь в нуле оси g . Пучок кривых, описывающих решения, имеющие физический смысл, ограничен сверху траекторией с $k = 0$.

Выделенная траектория с $k = k_c$ входит в особую точку, но с другим углом наклона, так как в этом случае $g \sim \delta^{2/3} \sqrt{\ln(1/\delta)}$. Это решение является также исключительным в том смысле, что в точке поворота ускорение $d^2\alpha / d\xi^2 = g(dg/d\alpha)$ обращается в нуль. Для всех остальных кривых оно либо стремится к бесконечности, если $k < k_c$ ($\alpha_n = 1$), либо ($\alpha_n > 1$) в зависимости от числа k равно некоторой величине, стремящейся к нулю при $k \rightarrow k_c$ ($k > k_c$).

Безразмерное число k_c определяет критическую скорость ударной волны D_c . Захлопывание пор может произойти, если скорость ударной волны больше критической, т. е.

$$(4.3) \quad D > D_c = \frac{\alpha_0}{(\alpha_0 - 1)} \left\{ \frac{2Y(\alpha_0 - 1 + \ln \alpha_0)}{\rho_m(\alpha_0 + 2)} \right\}^{1/2} > D_{\min}$$

5. Поведение решений в окрестности особой точки $g = 0$, $\alpha = 1$ при $R > 0$ и фиксированных значениях α_0 и $k < k_c$ можно исследовать, преобразуя (2.2) с учетом $\alpha \rightarrow 1$ и вводя новые переменные, которые не меняют характера особенности



Фиг. 3

$$(5.1) \quad x = \frac{\alpha - 1}{(\alpha_0 - 1)R^3}, \quad h(x) = \frac{g(\alpha)}{(\alpha_0 - 1)kR^2}$$

В результате приходим к следующему уравнению:

$$(5.2) \quad \frac{dh}{dx} = \frac{h}{6x} + \frac{4}{x^{2/3}} + \frac{2x^{1/3}}{h} \ln \frac{M}{x}$$

$$M = \frac{\exp\{-k_0^2/k^2\}}{\alpha_0 R^3} = \frac{\exp(-D^2/D_{\min}^2)}{\alpha_0 R^3}$$

Особые точки (2.2) $g = 0$, $\alpha = 1$ и $g = 0$, $\alpha = \alpha_1$ перешли соответственно в $h = 0$, $x = 0$ и $h = 0$, $x = M$. Рассмотрение достаточно малой окрестности начала координат, не включающей особенности при $x = M$, показывает, что поведение интегральных кривых вблизи точки $h = x = 0$ аналогично приведенному на фиг. 3. Особое решение $h = 24x^{1/3}$, отвечающее критическому значению параметра $R = R_1(k, \alpha_0)$, разделяет два различных семейства решений. При $R < R_1$ все решения проходят через начало координат, касаясь в нуле оси h по закону $h \sim x^{1/3}$. Пучок интегральных кривых, описывающий решения, имеющие физический смысл, ограничен сверху траекторией с $R = 0$ (см. формулу (4.1)). Для решений этого типа, включая особое решение, $d^2\alpha / d\xi^2 \rightarrow \infty$ при $\alpha \rightarrow 1$. Интегральные кривые второго семейства ($R > R_1$) в особую точку не входят, пересекая ось x при $x > 0$ ($\alpha_n > 1$). Величины ускорений в поворотных точках конечны и стремятся к нулю при $R \rightarrow R_1$.

Кривая $R_1(k, \alpha_0)$, отделяющая область значений параметров R и k , при которых поры в ударной волне закроются, от области неполной выборки порового пространства, получена численным интегрированием уравнений. На фиг. 4 приведены зависимости $R_1(k, \alpha_0)$ при разных значениях начальной пористости: кривым 1', 2', 3' соответствуют значения $\alpha_0 = 1.5, 1.2, 1.05$. Начальные точки кривых на оси k соответствуют величинам $k_c(\alpha_0)$, определяемым соотношением (4.2).

6. Перейдем к рассмотрению особой точки α_1 . Ее положение на оси α определяется уравнением (2.3). Анализ этого соотношения показывает, что значение α_1 заключено в пределах $1 < \alpha_1 < \alpha_0$, причем $\alpha_1 \rightarrow \alpha_0$ при $k \rightarrow k_0$ и $\alpha_1 \rightarrow 1$ при $k \rightarrow 0$ ($D \rightarrow \infty$).

Исследование характера решений уравнения (2.2) вблизи этой точки показывает, что тип особенности либо фокус, либо узел, в зависимости от значений параметров (центра быть не может из-за затухания, обусловленного наличием вязкости). В случае узла сепаратрисы определяются уравнениями

$$(6.1) \quad g = \frac{(\alpha_1 - \alpha)(\alpha_0 - 1)^{2/3}}{(\alpha_1 - 1)A(\alpha_1)} \left\{ -\frac{2Rk}{3} \pm \left[\frac{4R^2k^2}{9} - \frac{(\alpha_1 - 1)}{(\alpha_0 - 1)^{2/3}} \left(\frac{2k^2}{3} - \frac{\alpha_1(\alpha_1 - 1)}{\alpha_0^2} \right) A(\alpha_1) \right]^{1/2} \right\}$$

где α_1 находится из (2.3). Выражение под корнем обращается в нуль при некотором $R = R_2(k, \alpha_0)$, соответствующем переходу от одного случая к другому. Для $R \geq R_2$ (узел) на фиг. 1 приведена качественная картина фазовых траекторий вблизи особой точки. Цифрами 1 и 2 обозначены сепаратрисы, соответствующие знакам плюс и минус перед корнем в (6.1).

С ростом R угол наклона к оси α первой сепаратрисы уменьшается, стремясь к нулю при $R \rightarrow \infty$, а угол наклона второй увеличивается, стремясь к $\pi/2$. При $R = R_2$ обе сепаратрисы совпадают. Среди множества кривых, входящих в узловую точку, при фиксированных значениях параметров только одна, выходящая из точки $g = 0, \alpha = \alpha_0$ по направлению, задаваемому соотношением (3.2), описывает фронт волны. При этом возможны две различные ситуации (фиг. 1). Либо эта кривая заходит в область $\alpha < \alpha_1$ и пересекает ось α при $\alpha_n < \alpha_1$ так же, как в случае фокуса для $R < R_2$, либо она входит в особую точку из области $g > 0, \alpha > \alpha_1$ ($\alpha_n = \alpha_1$).

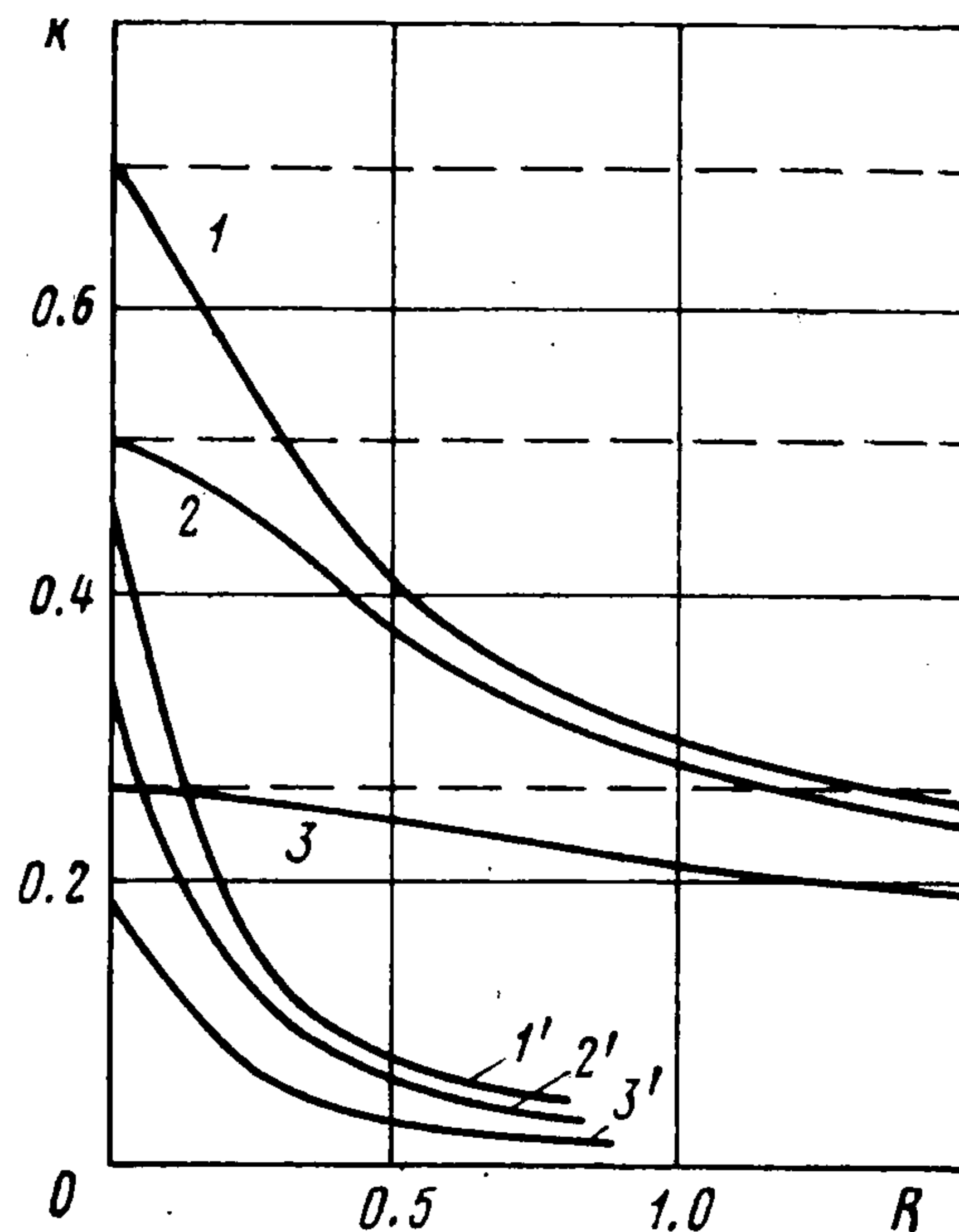
Качественное различие решений проявляется в том, что в первом случае преобладают инерционные эффекты, а во втором — вязкие. Для решений первого типа ускорение в поворотной точке отлично от нуля. За фронтом волны нагрузки в пористой среде возникнет сложный колебательный процесс, для описания которого необходимо учесть упругие свойства вещества. Ударная адиабата отклоняется от кривой статического сжатия пористого вещества (фиг. 2) и минимальная пористость α_n в динамическом случае меньше равновесной величины α_1 .

Для решений второго типа профиль волны нагружения монотонный, производные всех величин стремятся к нулю при $\xi \rightarrow \infty$. Ударная адиабата совпадает с кривой статического сжатия, т. е. вязкостные явления преобладают над инерционными.

Кривая критических значений параметров $R = R_3(k, \alpha_0)$, разделяющая области, которые определяют два типа решений, связанных с различными режимами движения пористой среды, получена численным интегрированием уравнений. На фиг. 4 приведены зависимости $R_3(k, \alpha_0)$ для трех начальных пористостей, значения которых те же, что и на кривых 1' — 3'. Штриховые линии отделяют области значений параметров ($k \geq k_0$), где существование ударных пластических волн в пористой среде невозможно.

На фиг. 2 схематически изображены ударные адиабаты для пористого вещества при разных значениях параметра R . Они представляют собой пучок кривых, заключенных между кривой 1, соответствующей $R = 0$, и кривой статического сжатия 3. Типичная ударная адиабата (кривая 2) при значении R , отличном от нуля, имеет касание с кривыми 1 и 3 при $\alpha = \alpha_0$. Часть этой адиабаты, которая отвечает скоростям ударных волн, удовлетворяющих условию $R > R_3$, совпадает с кривой статического сжатия. При больших значениях D , когда выполняется соотношение $R_1(k, \alpha_0) < R < R_3(k, \alpha_0)$, ударная адиабата отклоняется от кривой 3, а при $R < R_1(k, \alpha_0)$ совпадает с осью $\alpha = 1$.

Распределение микронапряжений вблизи поры может отличаться от сферически-симметричного из-за влияния соседних пор, за счет дополнительных микроскопических напряжений, возникающих благодаря неоднородности материала (пористости). В общем случае учет взаимного влияния нескольких сферических пор является сложной задачей, поэтому ограничимся оценкой этого воздействия, считая, что распределение микронапряжений вблизи поры заметно отличается от сферически-симметричного только на расстояниях порядка $d/2 \leq r \leq b$ (d — среднее расстояние между пора-



Фиг. 4

ми) и без учета динамических эффектов ($\alpha' = \alpha'' = 0$). В этом случае из оценочной формулы для погрешности $\Delta P / P$ из-за несферической части напряжений ΔP [9] следует, например, что при $\alpha = 1.2$ относительная погрешность будет порядка 0.17.

7. Проведенный анализ позволяет сделать ряд выводов о характере распространения ударных пластических волн в пористой среде.

Минимальная скорость распространения ударных пластических волн определяется формулой (3.3). Захлопывания пор во фронте волны не произойдет, если ее скорость меньше критической величины, определяемой формулой (4.3). Появление минимальной и критической скоростей ударных волн обусловлено прочностными свойствами твердой среды (в жидкости при $Y = 0$ эти скорости равны нулю).

Если параметры среды и скорость ударной волны удовлетворяют условию $R < R_1(k, \alpha_0)$, то преобладают инерционные эффекты: происходит полное пластическое затекание пор. При $\alpha \rightarrow 1$ режим выборки пор во фронте пластической ударной волны в твердом теле аналогичен закону захлопывания пузырьков в жидкости, установленному в работах [10, 11]. В этом можно убедиться, переходя от переменных g и α к переменным a и $q = da / d\xi$, где a — радиус пор. Тогда закон $g = c_1 (\alpha - 1)^{1/6}$ преобразуется к виду $q = c_2 a^{-3/2}$ (c_1 и c_2 — константы), полученному в [10, 11].

Если выполняется условие $R_1(k, \alpha_0) < R < R_3(k, \alpha_0)$, то выборка порового пространства неполная, но минимальный радиус пор во фронте волны меньше своей равновесной величины. Наличие вязкости и прочности твердого вещества проявляется в существовании сложного колебательного процесса, возникающего за фронтом волны нагружения.

При $R > R_3(k, \alpha_0)$ структура фронта волны определяется в основном вязкопластическими свойствами среды. Ударная адиабата совпадает с кривой статического сжатия пористого вещества.

Кривые критических значений параметров получены после анализа характера особых точек численным интегрированием уравнения.

Поступила 17 IV 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Butcher B. M., Carroll M. M., Holt A. C. Shock-wave compaction of porous aluminum. J. Appl. Phys., 1974, vol. 45, No. 9, p. 3864 — 3875.
2. Белинский И. В., Христофоров Б. Д. Вязкость NaCl при ударном сжатии. ПМТФ, 1968, № 1.
3. Григорян С. С., Ляхов Г. М., Паршукоев П. А. Сферические взрывные волны в грунтах по измерениям напряжений и деформаций. ПМТФ, 1977, № 1.
4. Грин Р. Дж. Теория пластичности пористых тел. Механика. Сб. перев., 1973, № 4.
5. Gurson A. L. Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth, pt. 1. Yield criteria and flow rules for porous ductile media. Trans ASME. Ser. D. J. Basic Engng, 1977, vol. 99, No. 1. (Рус. перев.: Тр. Америк. о-ва инж.-механ. Сер. Д. Теоретические основы инженерных расчетов, 1977, т. 99, № 1.)
6. Carroll M. M., Holt A. C. Static and dynamic pore-collapse relation for ductile porous materials. J. Appl. Phys., 1972, vol. 43, No. 4, pt. 1, p. 1626—1636.
7. Bhatt J. J., Carroll M. M., Schatz J. F. A spherical model calculation for volumetric response of porous rocks. Trans. ASME. Ser. E. J. Appl. Mech., 1975, vol. E42, No. 2, p. 363—368.
8. Дунин С. З., Сироткин В. К., Сурков В. В. О распространении пластических волн в пористых телах. Изв. АН СССР. МТТ, 1978, № 3.
9. Дунин С. З., Сурков В. В. Уравнение состояния газонасыщенных сред. Изв. АН СССР. Физика Земли, 1978, № 11.
10. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
11. Забабахин Е. И. Заполнение пузырьков в вязкой жидкости. ПММ, 1960, т. 24, № 6.