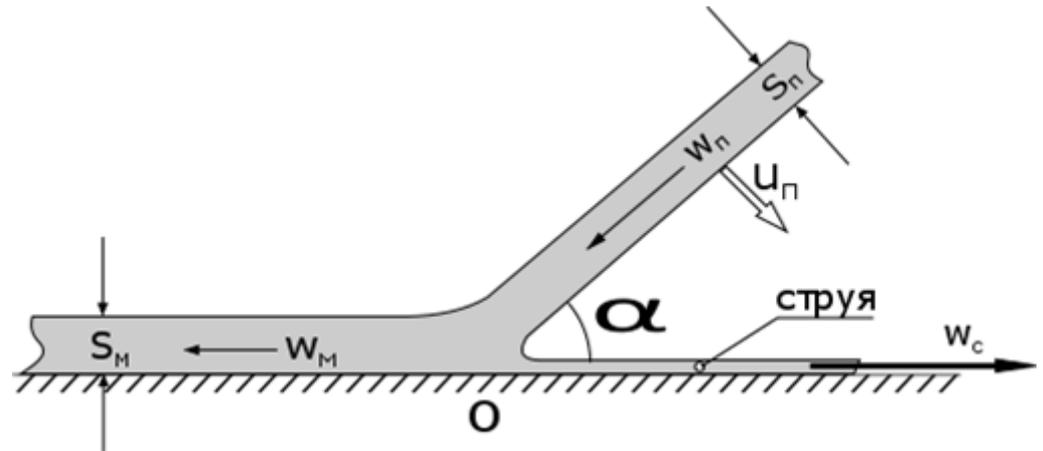
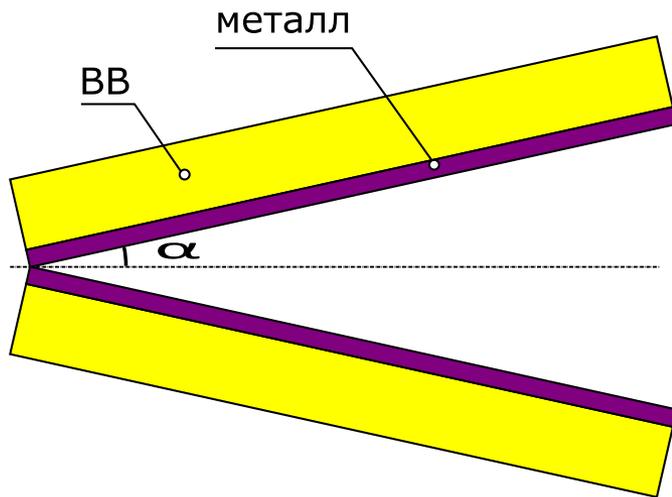


**Работы Е. И. Забабахина
в области кумуляции**

Плоский случай кумуляции. Несжимаемая жидкость.

М. А. Лаврентьев и Г. И. Покровский (около 1943 г.)



$$u_c = \frac{u_n \operatorname{ctg} \alpha}{2}$$

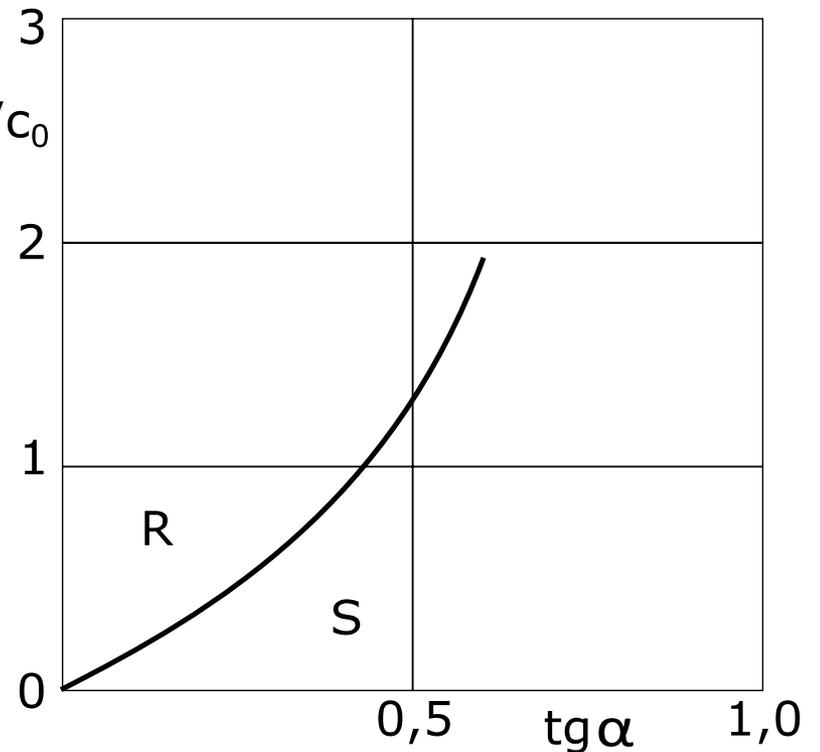
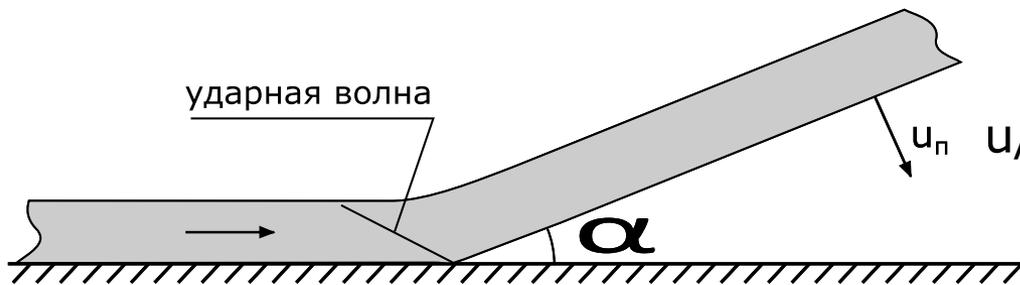
В системе, связанной с точкой O, течение стационарно.

Сжимаемая жидкость

Уравнение состояния: $p = c_0^2(\rho - \rho_0)$.

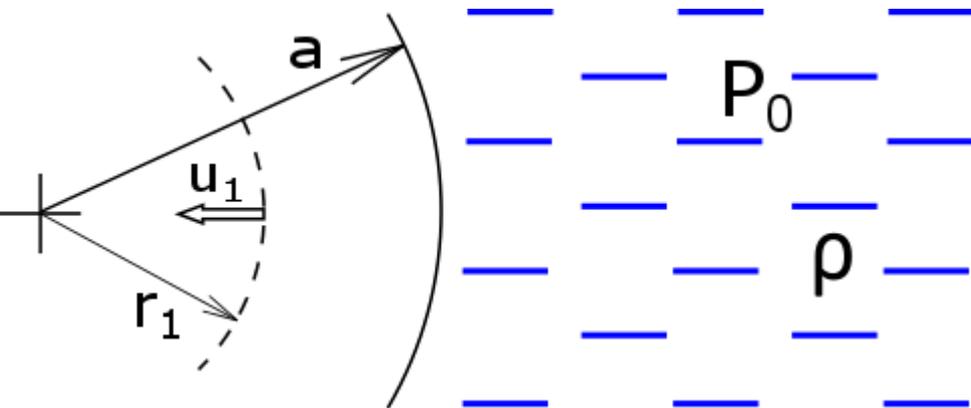
R – область отражения без струи, S – со струей.

$$\frac{u}{c_0} = \operatorname{tg} \alpha \sqrt{2 \frac{1 + \operatorname{tg} \alpha}{1 - \operatorname{tg} \alpha}}$$



Сферический пузырек. Несжимаемая идеальная жидкость

(Рэлей, 1917 г.)

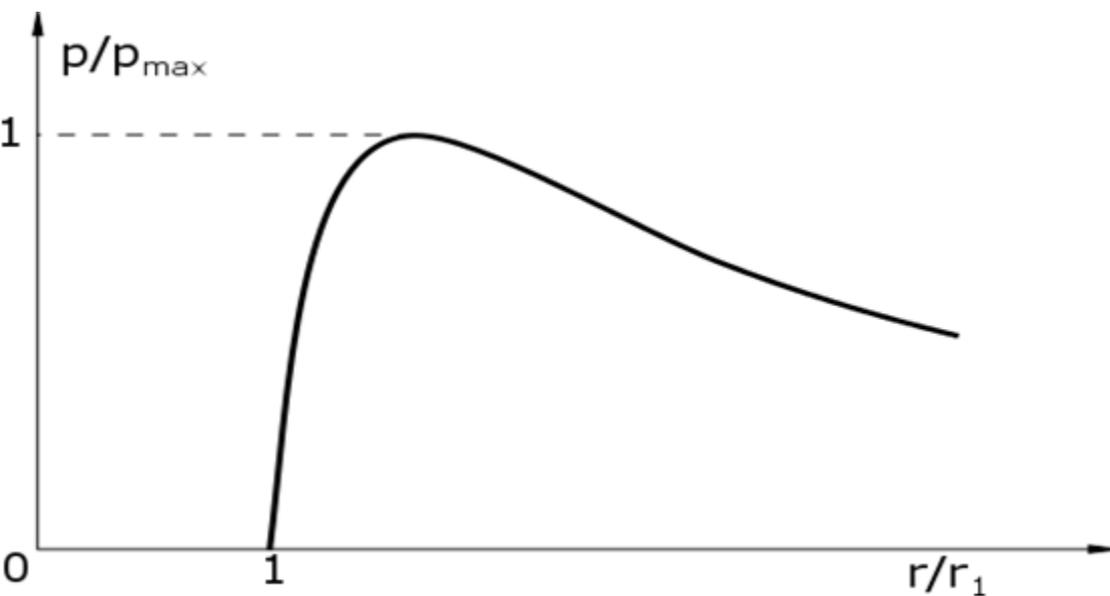


Решение автомодельное
(r/r_1).

При $r_1 \rightarrow 0$

$$u_1 \sim 1/r_1^{3/2}$$

$$p_{\max} \sim 1/r_1^{3/2}$$



Сферический пузырек. Несжимаемая вязкая жидкость. (Е. И. Забабахин 1960)

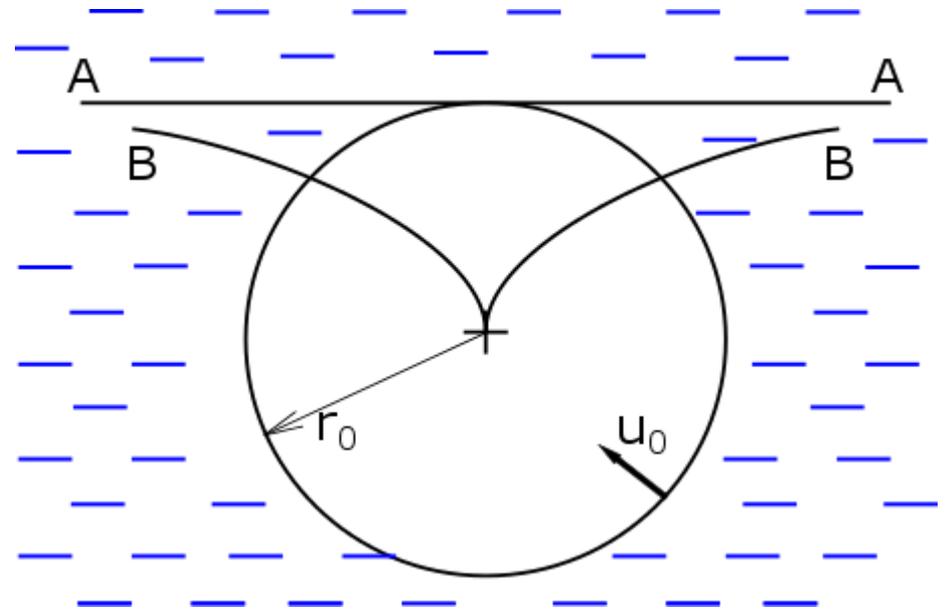
Инерционное движение

$$\frac{u_0 r_0}{\nu} = \text{Re} \quad - \text{ число Рейнольдса}$$

$\text{Re} < 8$ оболочка останавливается, не достигая центра;

$\text{Re} > 8$ неограниченная кумуляция.

$u_1 \sim 1/r_1^{3/2}$. Вязкость лишь уменьшает константу в асимптотике в $(1 + 8/\text{Re})$ раз.



Жидкость под давлением

$$a_{кр} = 8,4\nu \sqrt{\frac{p}{\rho}}$$

$a < a_{кр}$ пузырек заполняется медленно

$a > a_{кр}$ кумуляция, по тому же закону, что и без вязкости $u_1 \sim 1/r_1^{3/2}$

Последовательный учет диссипации не делает кумуляцию невозможной.

Сферический пузырек в сжимаемой жидкости

(Я.Б.Зельдович, И. М. Гельфанд, К.В.Брушлинский и Я.М.Каждан (1963), Хантер (1960) и многие др.)

Кубическое уравнение состояния. $p = A\rho^3$ или $p = A(\rho^3 - \rho_0^3)$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \alpha \frac{\partial \alpha}{\partial r} + \frac{\alpha^2 - \beta^2}{2r} = 0 \qquad \frac{\partial \beta}{\partial t} + \beta \frac{\partial \beta}{\partial r} + \frac{\alpha^2 - \beta^2}{2r} = 0$$

Предельное решение в стадии фокусировки ищем в автомодельной форме

$$\alpha(r, t) = \frac{r}{kt} a(\xi) \qquad \beta(r, t) = \frac{r}{kt} b(\xi) \qquad \xi = \frac{t}{r^k}$$

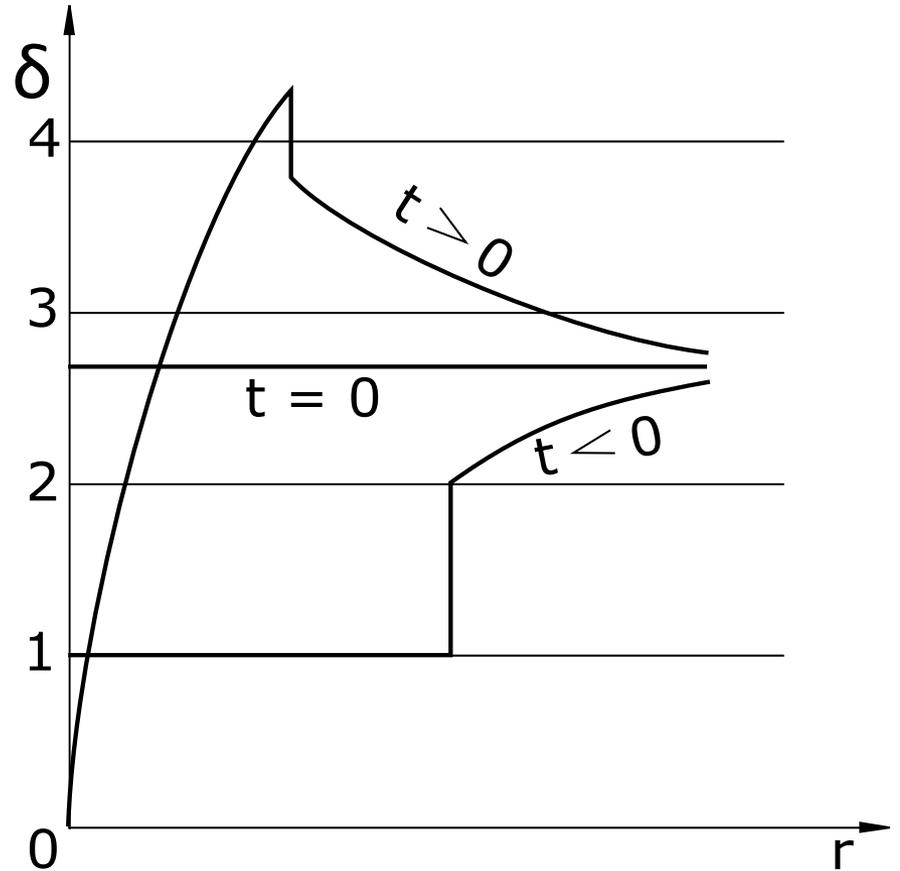
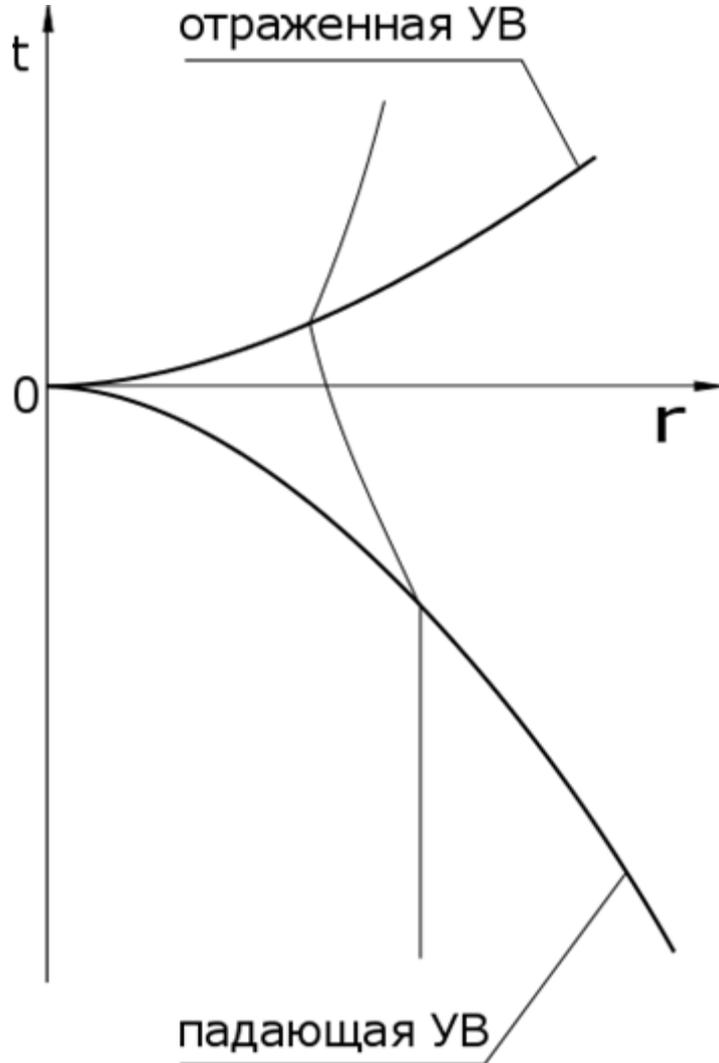
Существует континуум решений $1,411 < k < 1,5$ И.М.Гельфанд (1952).

В районе фокусировки $u \sim \rho \sim 1/r^{0,411}$.

Фокусировка сильной ударной волны.

(Л. Д. Ландау, К. П. Станюкович, 1945, Гудерлей, 1942 и другие)

$$\gamma = 3$$



Решение: $u_1 \sim 1/R^{k-1}$ k вычисляется методом попыток.

Для $\gamma=3$ $k=1,571$. $u_1 \sim 1/R^{0,571}$; $\rho \sim u^2 \sim 1/R^{1,142}$. Для некоторых γ существует несколько значений k (К.В.Брушлинский, Я.М.Каждан).

В момент фокусировки u и s всюду конечны кроме центра. $\delta = 2,73$

Решение за фокусировку продолжил Г.М.Гандельман (1951)

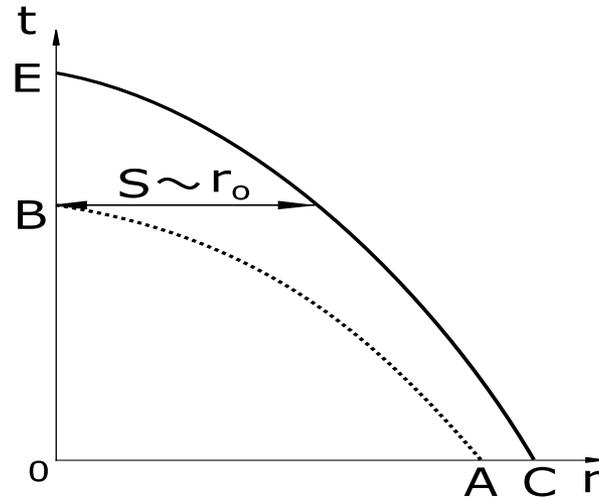
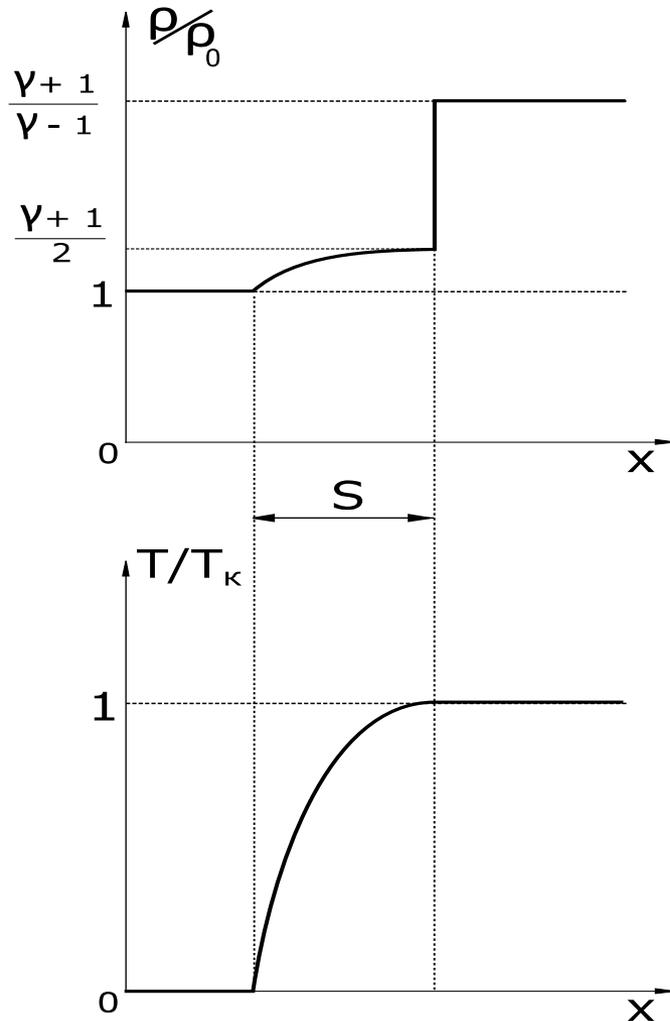
При некотором специальном профиле $\rho_0 \sim r^n$ вещество за УВ покоится, то есть достигнутое состояние сохраняется до прихода разгрузки снаружи

Фокусировка волны в теплопроводном газе

(В. А. Симоненко, Е. И. Забабахин 1965)

Плотность энергии излучения много меньше материальной составляющей. Равновесие излучения с веществом.

Тепловой предвестник .



Максимальная температура процесса конечна. Процесс фокусировки второй волны изотермичен, то есть $T \rightarrow \text{const}$ и $\rho \rightarrow \infty$ (вместо $T \rightarrow \infty$ и $\rho \rightarrow \text{const}$ без теплопроводности). Плотность энергии остается бесконечно большой.

Сходящаяся детонационная волна

(Я. Б. Зельдович, Е. И. Забабахин, Б.В. Айвазов и др.)

Кубическое уравнение состояния ПВ.

Условие Жуге не выполняется. В переменных α и β уравнения сферического движения имеют вид

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \alpha \frac{\partial \alpha}{\partial r} + \frac{\alpha^2 - \beta^2}{2r} = 0 \qquad \frac{\partial \beta}{\partial t} + \beta \frac{\partial \beta}{\partial r} + \frac{\alpha^2 - \beta^2}{2r} = 0$$

Дано решение для начала процесса, в начальный момент:

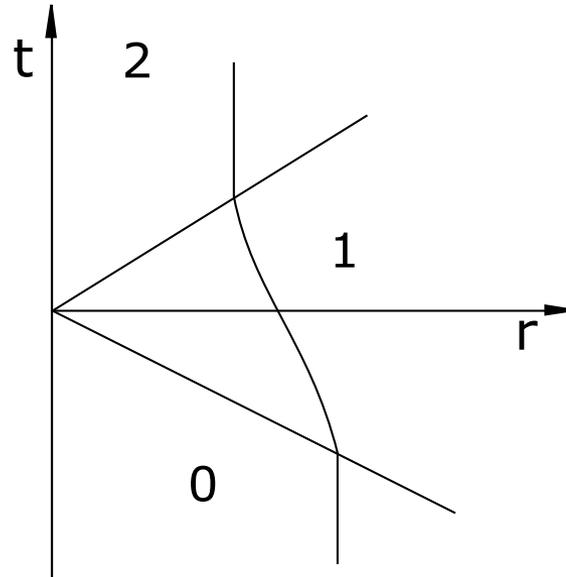
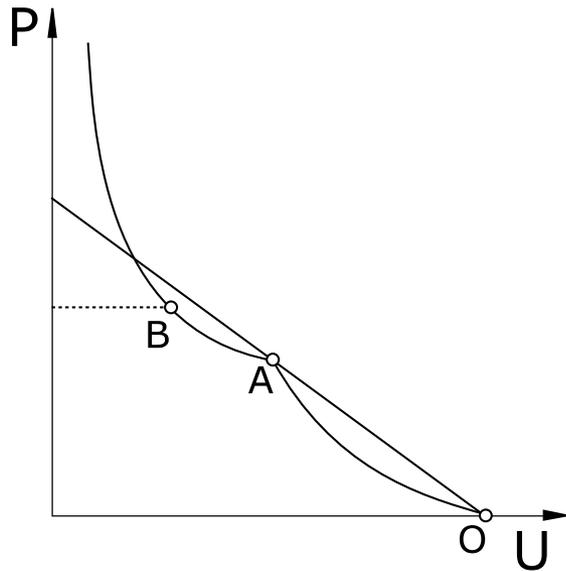
$$\frac{dp}{dr} = -\frac{3}{8} \frac{P_H}{R} \leq 0$$

Качественно – то же для цилиндрической волны (Я.Б.Зельдович – рассмотрел во всем объеме).

Перед фокусировкой калорийность ВВ перестает играть роль.

Фокусировка ударной волны с фазовым переходом.

(Bancroft D., Minshell C., Peterson E. L at al. 1956)



Ударная адиабата с изломом, связанным с фазовым переходом.

01 – фазовый предвестник; 12 – отраженная от центра волна (за ней покой).

Кумуляции нет.

Кубическое уравнение состояния.

$$p - p_A = \frac{\rho_A c_A^2}{3} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_A} \right)^3 - 1 \right]$$

Уравнения движения

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \alpha \frac{\partial \alpha}{\partial r} + \frac{\alpha^2 - \beta^2}{2r} = 0 \quad \frac{\partial \beta}{\partial t} + \beta \frac{\partial \beta}{\partial r} + \frac{\alpha^2 - \beta^2}{2r} = 0$$

Ищется их автомодельное решение, полагая

$$\alpha(r, t) = a(\xi) \frac{r}{t} \quad \beta(r, t) = b(\xi) \frac{r}{t} \quad \xi = \frac{t}{r}$$

Решение:

$$u = u_0 \frac{1 - (c_A t / r)^2}{1 - (c_A / c_0)^2} \quad \frac{\delta_m - 1}{\delta_A - 1} = \frac{(2c_0 - c_A)(c_0 + c_A)}{c_A(c_0 - c_A)} \quad \frac{p_m}{p_A} = \frac{c_0 + c_A}{c_0 - c_A}$$

δ_A и p_A относятся к началу фазового перехода; δ_m и p_m – к отраженной волне.

На отраженной волне скорость обращается в нуль.

Фокусировка упругого предвестника.

(Е. И. Забабахин)

В УВ одноосная деформация. Анизотропия. Преодоление сдвиговой прочности сопровождается смягчением материала – излом на ударной адиабате.

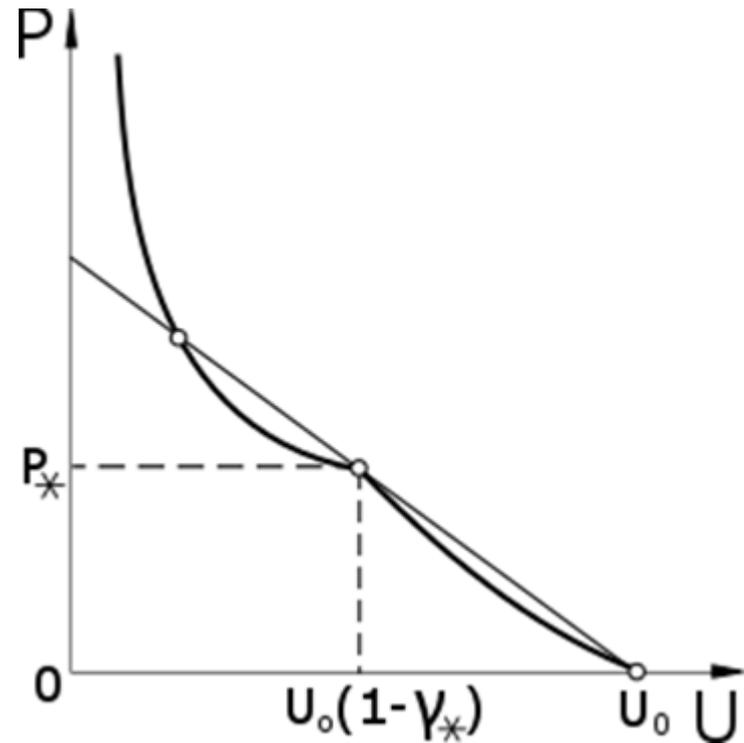
Коэффициент Пуассона равным 1/3.

Тогда в области упругости (прочности)

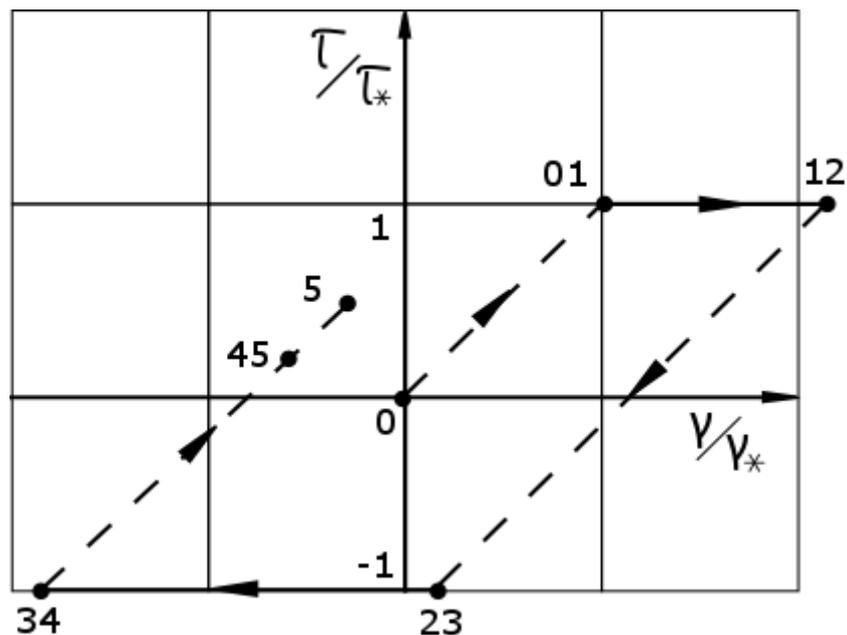
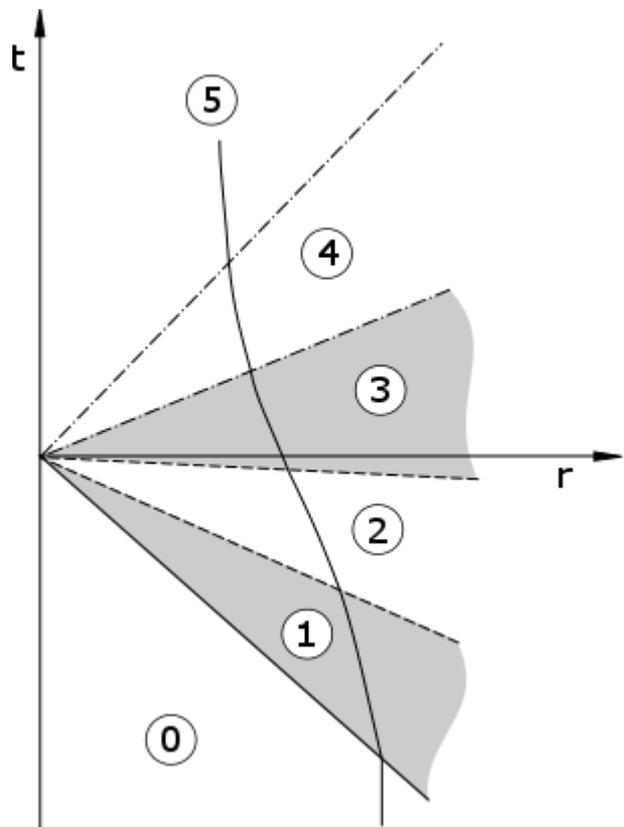
$$\frac{dp}{d\rho} = \frac{3E}{2\rho} = c_y^2$$

Выше этой области для упругопластического тела

$$\frac{dp}{d\rho} = \frac{E}{\rho} = c_n^2$$



Излом ударной адиабаты приводит к раздвоению волны. Упругий предвестник, давление на УП постоянно.



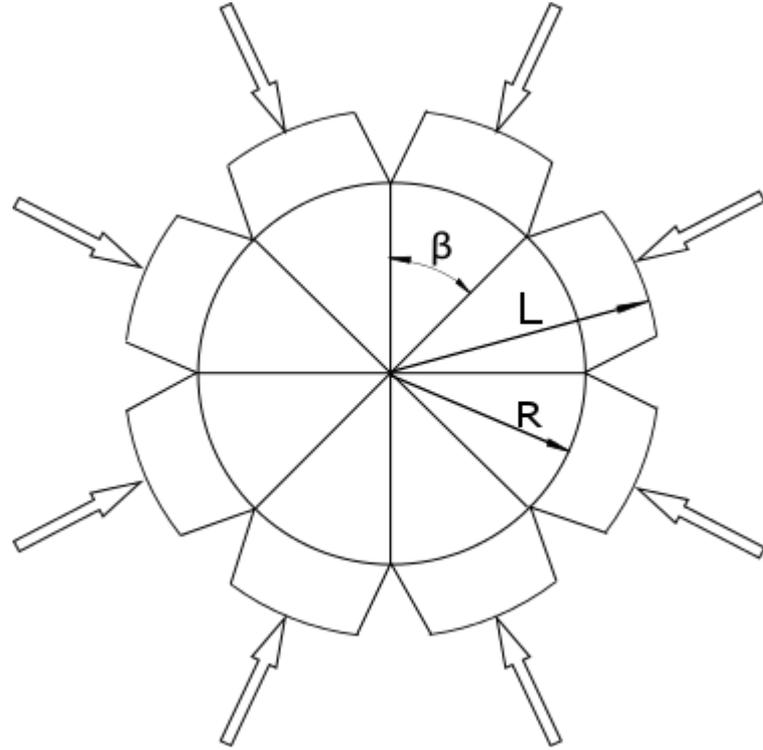
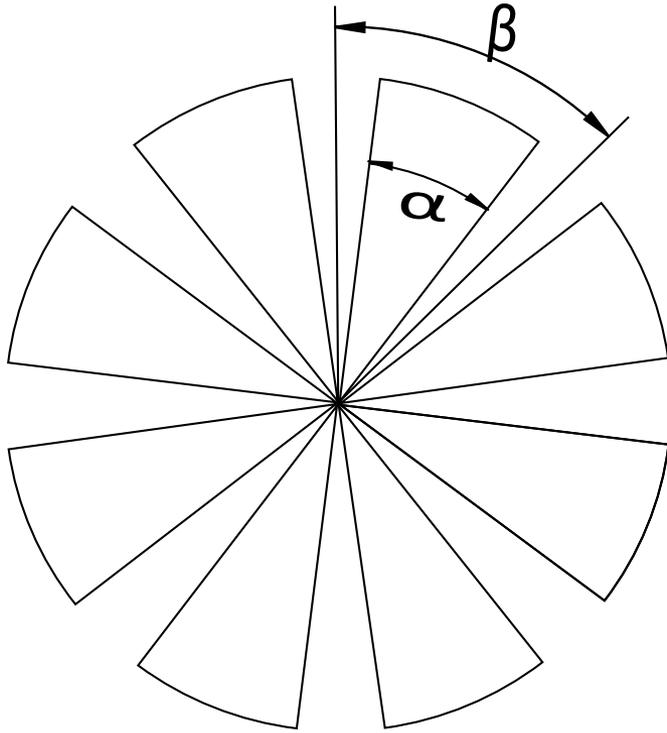
Результат – в материале остается след в виде нормального и касательного напряжения, постоянного во всем объеме. При этом

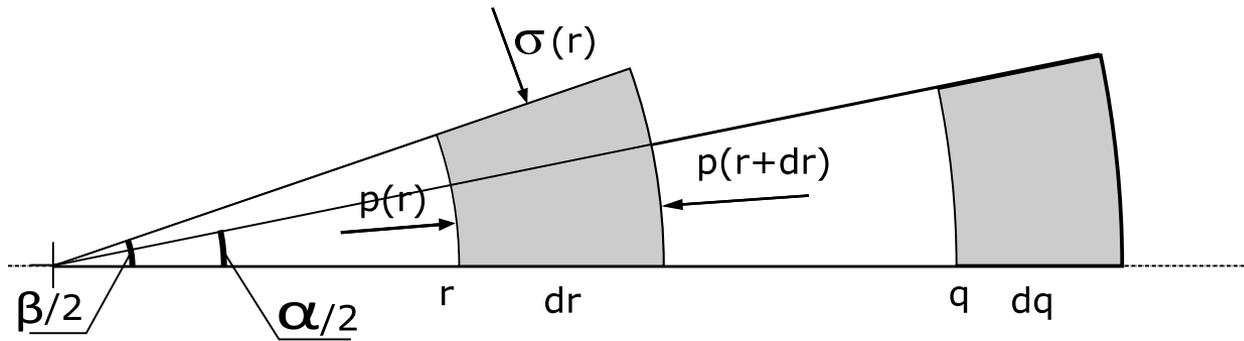
$$\frac{p}{p_*} = 0,467 \ln \frac{R}{r}$$

R – радиус шара после разгрузки

Концентрический пресс

(Е. И. Забабахин, И. Е. Забабахин)





Условие равновесия элемента $\frac{dp}{dr} = -\frac{2(p - \sigma)}{r}$

Выберем k таким, чтобы материал на границе сплошного сжатия находился на пределе прочности.

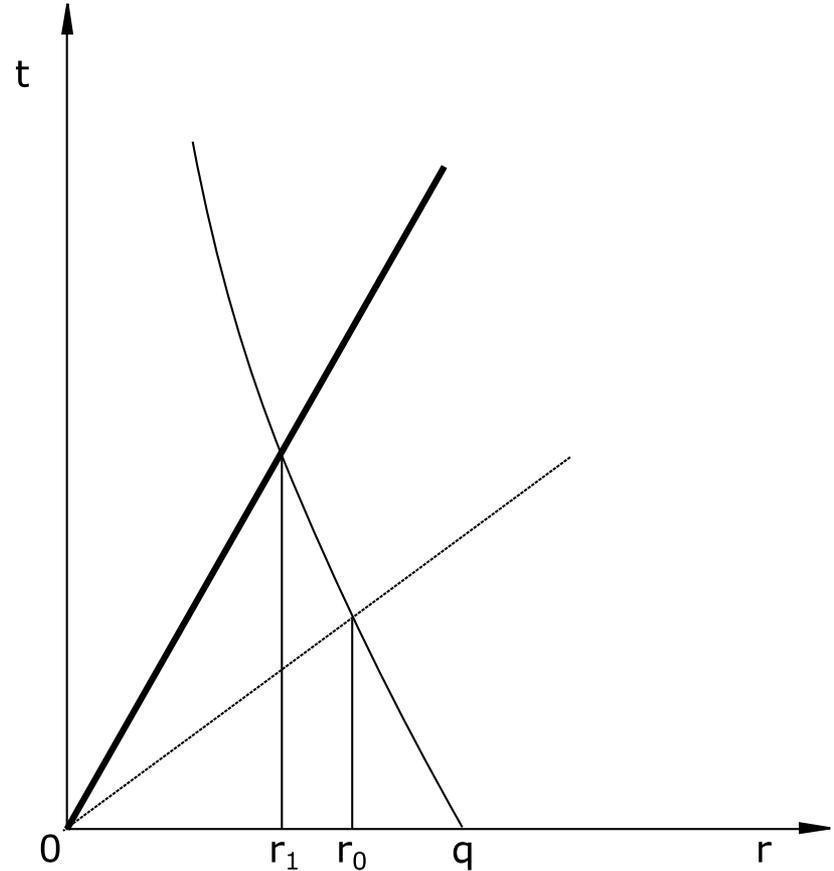
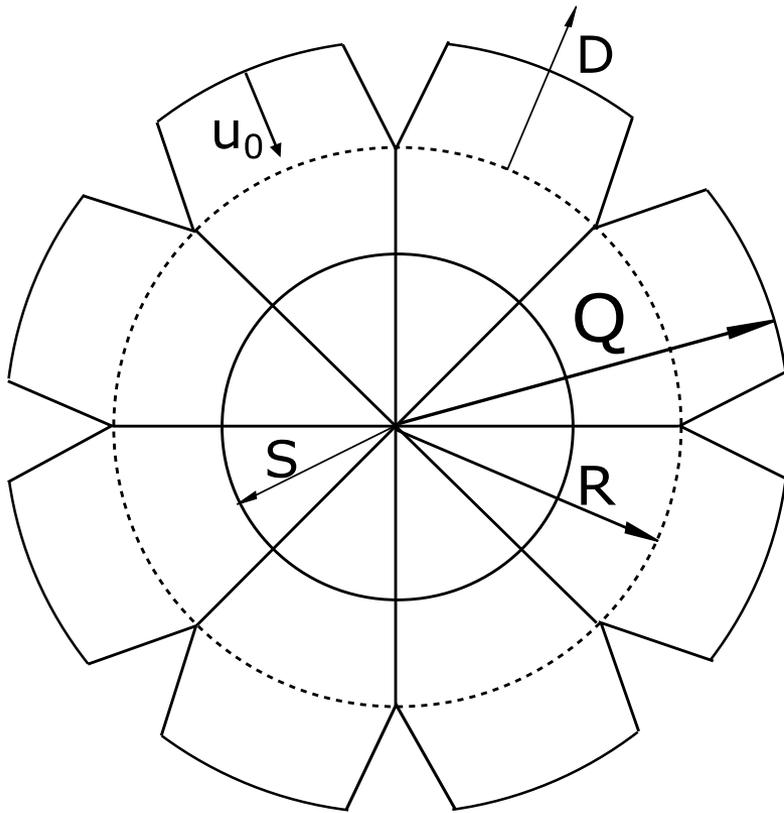
Окончательно

$$\lg \frac{r}{L} = \lg \sqrt{\frac{p_0}{p_*}} - \left(\frac{1}{2} + \frac{E_0}{6p} \right) \lg \frac{1 + 3p/E_0}{1 + 3p_*/E_0}$$

Статическая кумуляция.

Для прочной стали ($E = 2000$ кбар, 200 кг/мм^2) при внешнем давлении 10 кбар, давление в 100 кбар достигается на радиусе $r/L = 0,15$

Концентрический удар заостренных тел.



Существует минимальная скорость удара

Радиус статического и ударного пресса при достигаемых одинаковых давлениях на равном малом радиусе

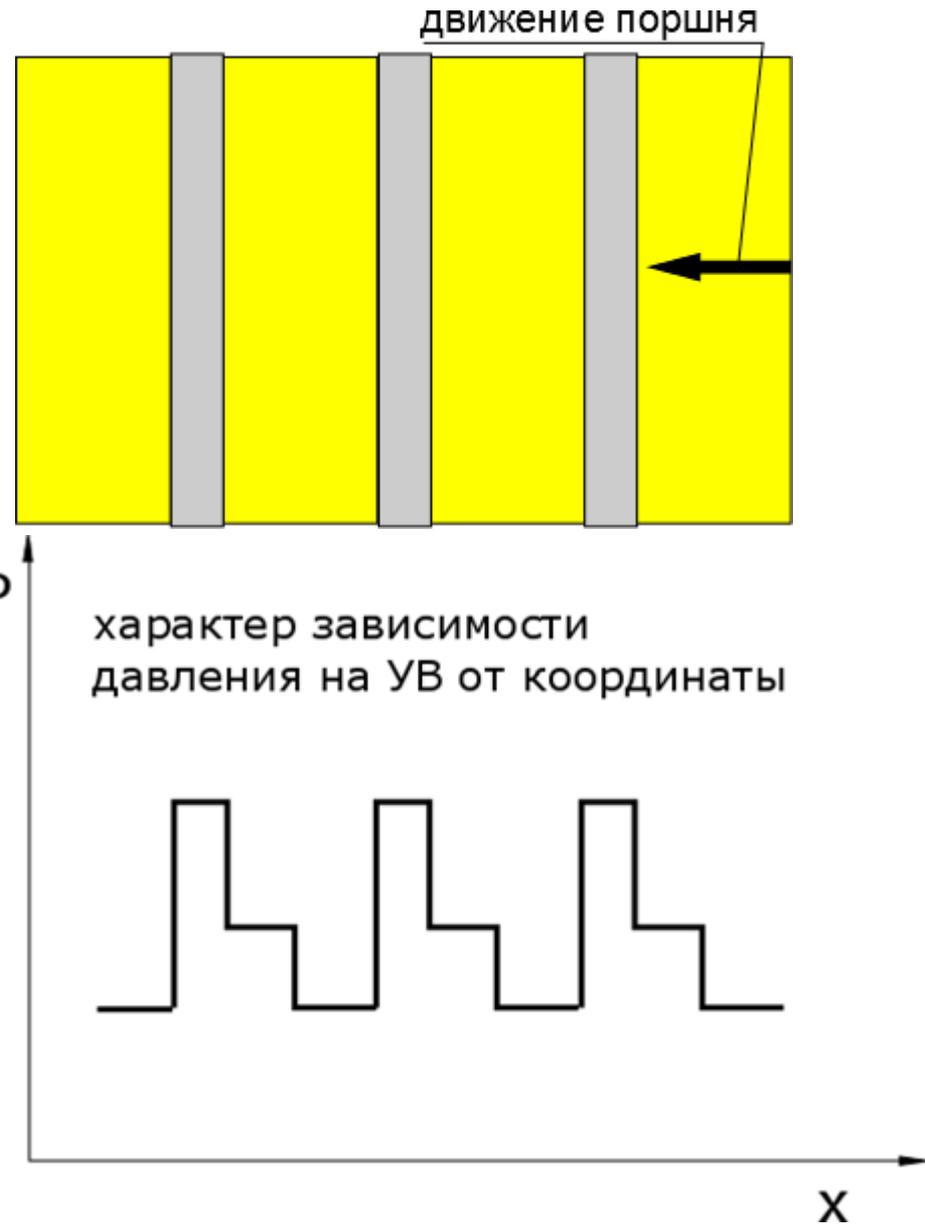
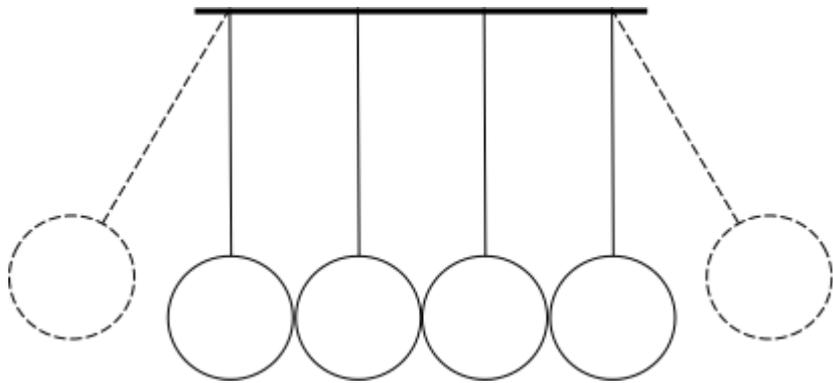
$$Q/L < 0,4,$$

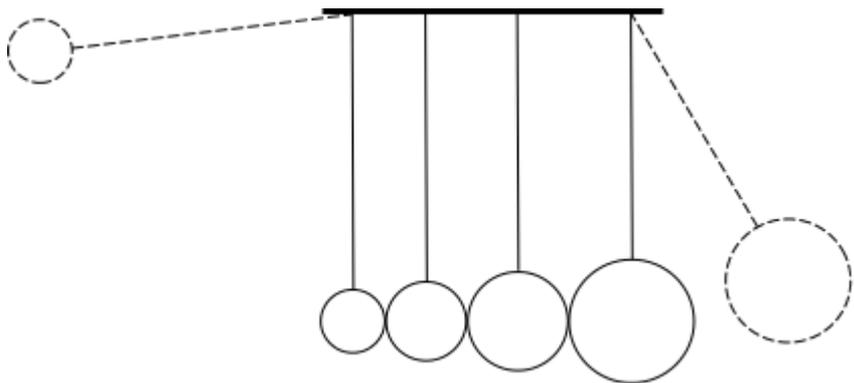
а при удвоенной скорости удара

$$Q/L < 0,06$$

Кумуляция с периодической автомодельностью

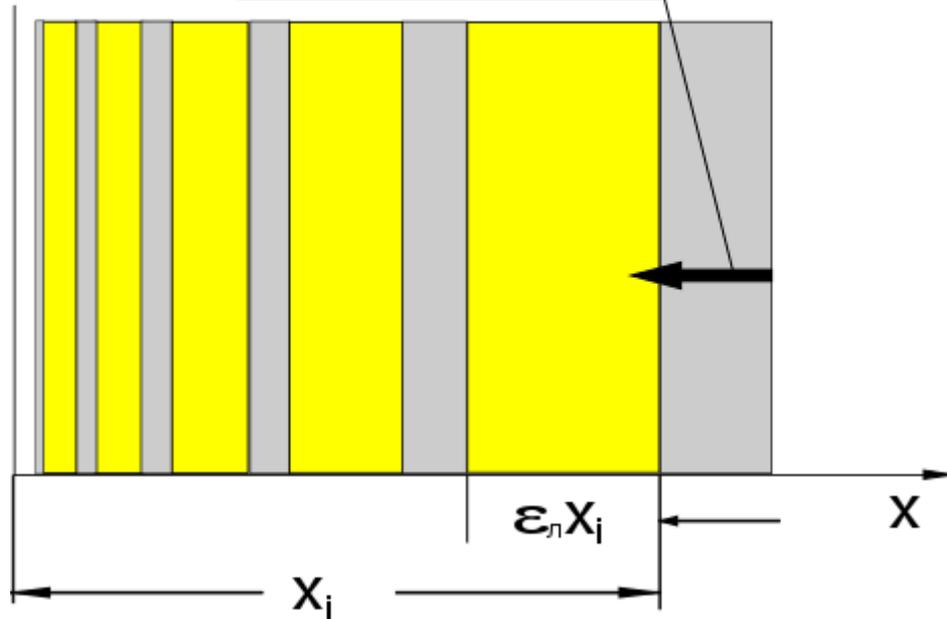
(Е. И. Забабахин, А. А. Бунатян, В. Ф. Куропатенко, К. К. Крупников)



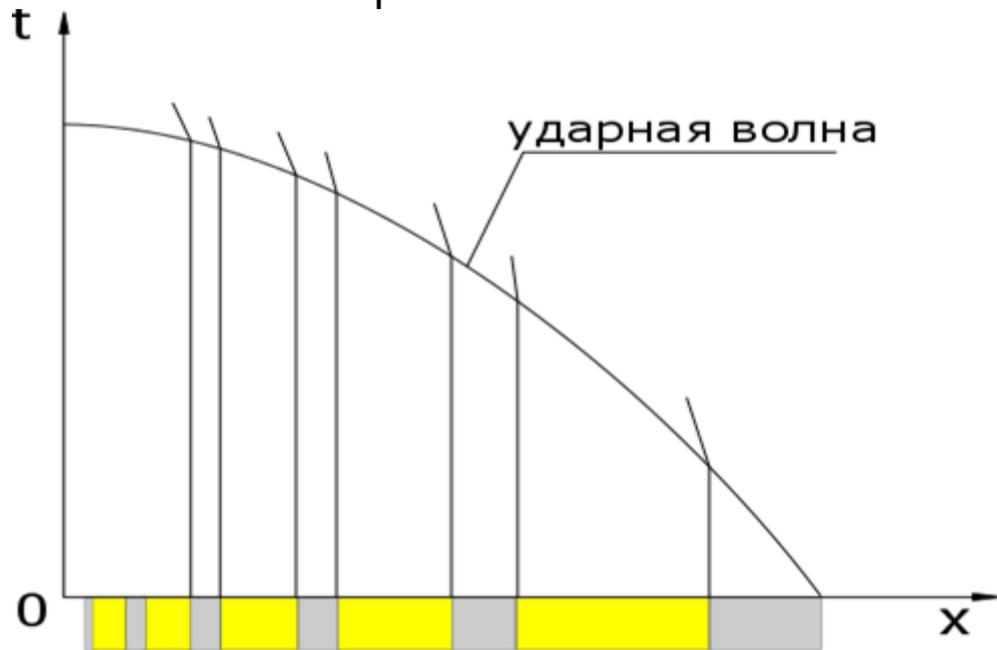
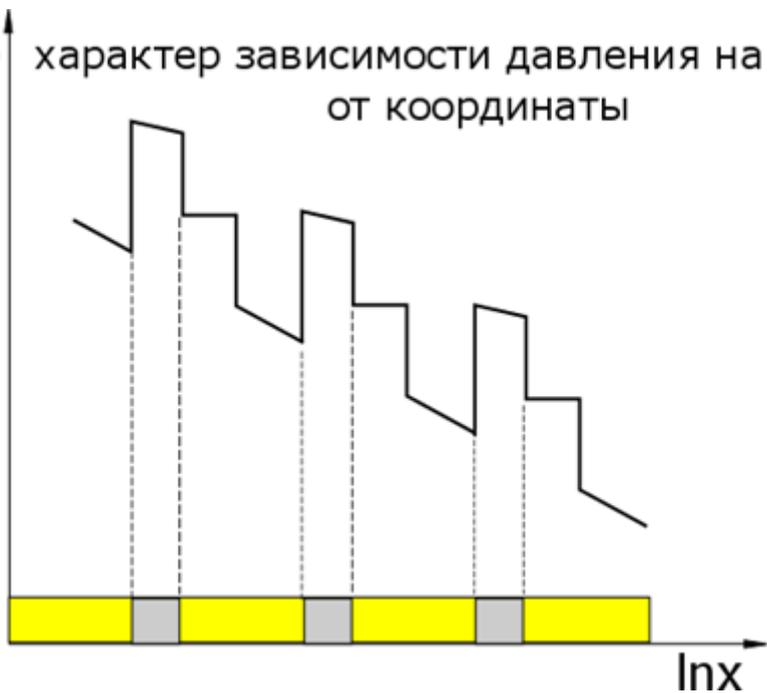


Расчет: $\gamma=5/3$; отношение плотностей =25;
 $\epsilon_T = 0,1$ $\epsilon_L = 0,2$.
 Результат: $\rho = 1/x^n$ $n = 0,23$.

движение поршня



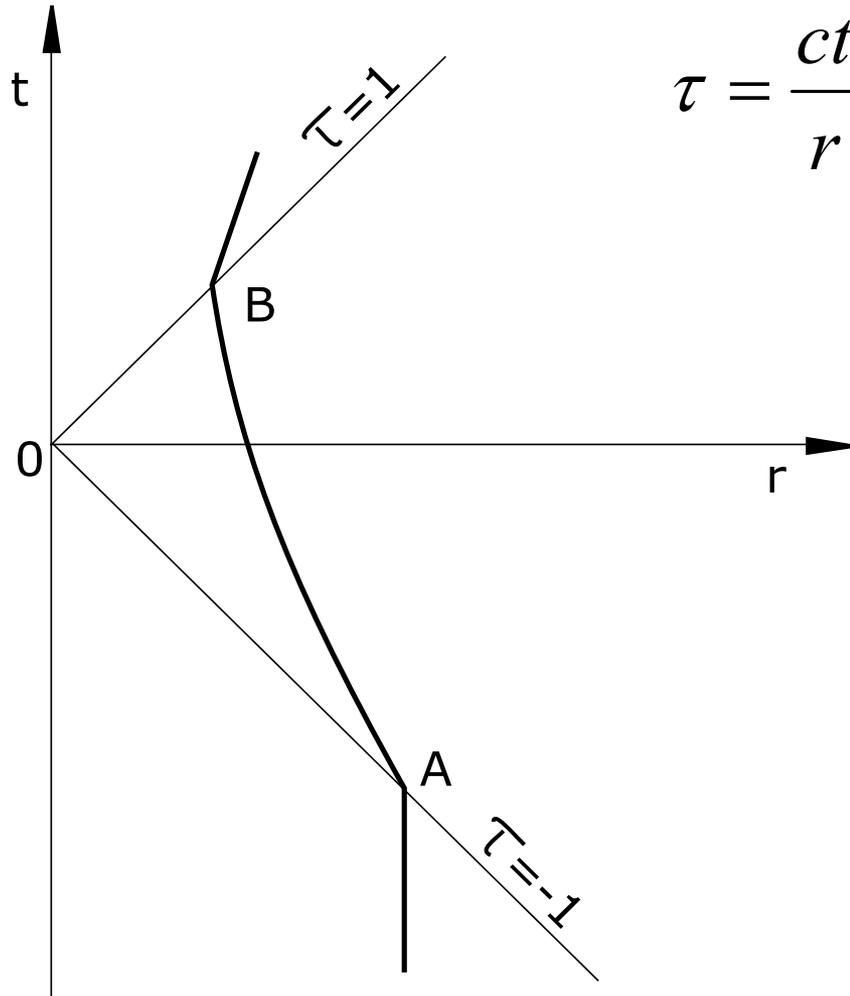
$\ln P$ характер зависимости давления на УВ
от координаты



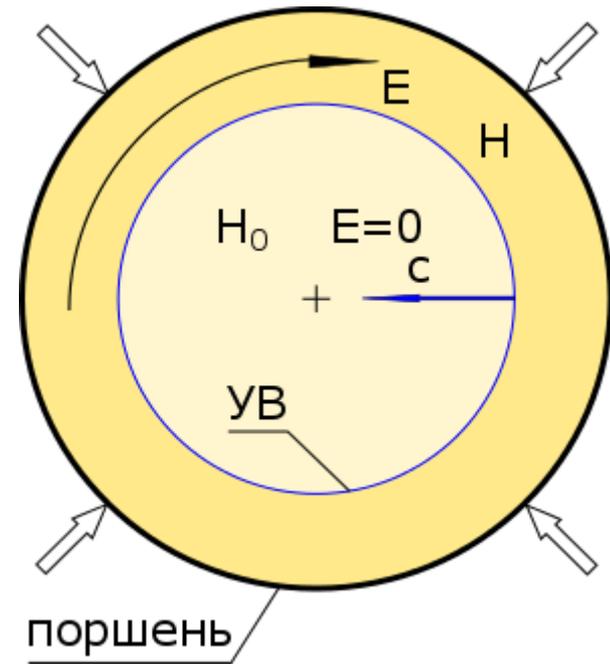
Ударные волны электромагнитного поля

Е. И. Забабахин и М.Н.Нечаев (1957)

Сходящаяся цилиндрическая волна



$$\tau = \frac{ct}{r}$$



Волна акустическая, поэтому амплитуда будет расти как

$$\frac{1}{\sqrt{r}}$$

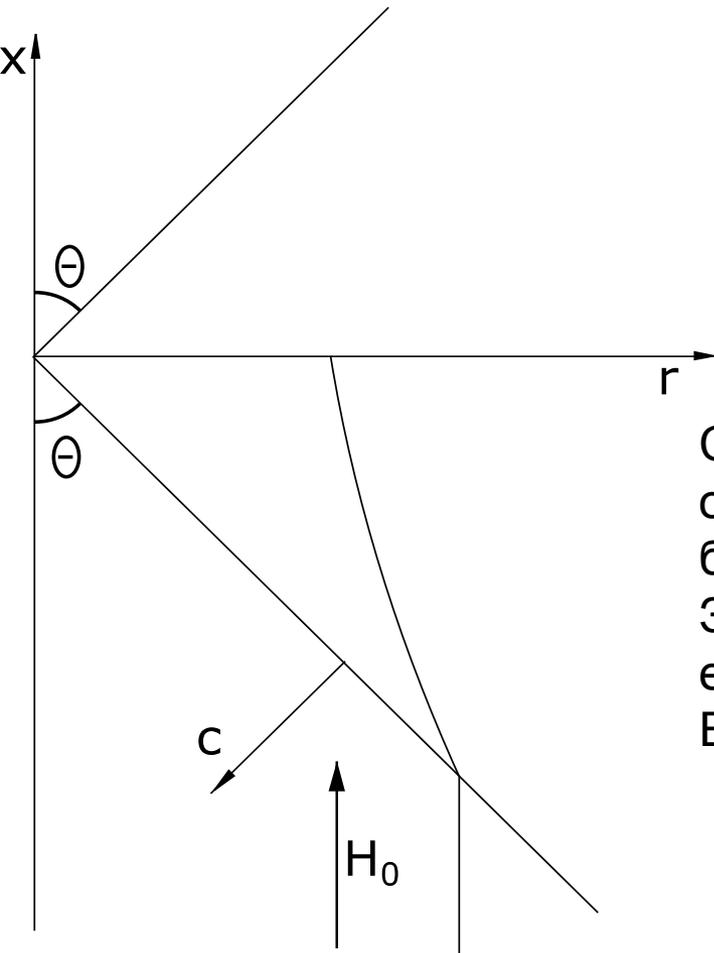
Движение автомодельное, переменная $\tau = \frac{ct}{r}$

$$E = E_0 \sqrt{\frac{r_0}{r}} e(\tau) \quad H = H_0 \sqrt{\frac{r_0}{r}} h(\tau)$$

Решение: $e(\tau) = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)!!(2n-3)!!}{2^{3n}(n!)^2} (1+\tau)^n$ $h(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{(2n-1)!!}{n!} \right]^2 \frac{(1+\tau)^n}{2^{3n}}$

Ряды сходятся при $\tau < 1$ и расходятся при $\tau \rightarrow 1$, то есть в результате отражения от оси возникла расходящаяся ударная волна, амплитуда которой неограниченно велика не только у оси цилиндра, но и на конечном расстоянии от него. Это новый качественный вид кумуляции.

Сходящаяся коническая волна



Сходящаяся коническая ударная волна поля. На отраженной волне напряженности E и H всюду бесконечны.

Здесь стационарная кумуляция (пожалуй, единственный случай). Е. И. Забабахин и Б.П.Мордвинов.

Заключение

Неограниченная кумуляция остается полезной идеализацией, допускающей точные решения и указывающей как к ней приближаться практически.

Она проявляется в различных по физическому характеру и пространственной конфигурации явлениях. Построены примеры мгновенной, стационарной, статической неограниченной кумуляции.

Отход от идеализации и учет реальных свойств в принципе не разрушает неограниченную кумуляцию.

В последней главе доказывається неустойчивость неограниченной кумуляции.

Как правило, стараются добиться эффекта наибольшей кумуляции, но на практике она бывает и вредна – кавитация.