Глава 3
Ударные волны

§ 1. УДАРНАЯ КРИВАЯ.

На фронте ударной волны происходит необратимое превращение механической энергии в тепло. Этот процесс, поэтому, не изоэнтропический.

Попробуем найти связь между давлением p и плотностью ρ по обе стороны разрывного фронта. На разрыве дифференциальные уравнения бесполезны, но можно воспользоваться законами сохранения.

Закон сохранения массы в координатах, где фронт покоится, будет таким:

$\rho_1\upsilon_1\, dt\, S = \rho_2\upsilon_2\, dt\, S$;

$$\rho_1\upsilon_1 = \rho_2\upsilon_2 \,. \qquad (1)$$

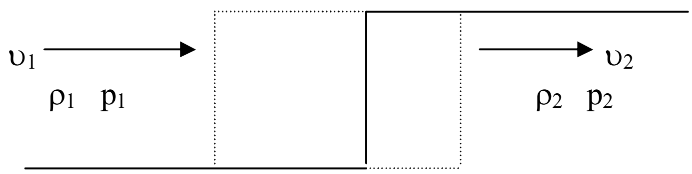


Рис. 1.

Понятно, что в лабораторной системе отсчёта $\upsilon_1 = D$, а $\upsilon_2 = D - \upsilon$.

Закон сохранения импульса взаимозаменяем со II законом Ньютона и для элемента с массой dm, выделенного на рис. 1 пунктиром, будет:

$F\, dt = d(m\upsilon)$;

$(p_2 - p_1)\, dt\, S = [(\rho_1\upsilon_1\, dt\, S)\, \upsilon_1 - (\rho_2\upsilon_2\, dt\, S)\, \upsilon_2]$; $\quad p_2 - p_1 = \rho_1\upsilon_1^2 - \rho_2\upsilon_2^2$;

$$p_1 + \rho_1\upsilon_1^2 = p_2 + \rho_2\upsilon_2^2 \,. \qquad (2)$$

Закон сохранения энергии:

(внутренняя энергия + работа + кинетическая энергия) до фронта =

= (в. э. + р. + к.э.) после.

Введём удельную внутреннюю энергию: $\varepsilon = E/m$, где E – внутренняя энергия. Тогда:

$$\varepsilon_1(\rho_1\upsilon_1\, dt\, S) + p_1\,(S\, \upsilon_1\, dt) + (\upsilon_1^2/2)(\rho_1\upsilon_1\, dt\, S) =$$
$$= \varepsilon_2(\rho_2\upsilon_2\, dt\, S) + p_2\,(S\, \upsilon_2\, dt) + (\upsilon_2^2/2)(\rho_2\upsilon_2\, dt\, S) \,.$$

Воспользуемся формулой (1) и сократим массу:

$$\varepsilon_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{\upsilon_1^2}{2} = \varepsilon_2 + \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{\upsilon_2^2}{2} \,.$$

Введём новую функцию, известную в термодинамике как энтальпия, или тепловая функция:

$$H_1 \equiv \left(\varepsilon_1 + \frac{p_1}{\rho_1}\right) = \left(\varepsilon_1 + p_1 V_1\right) \,.$$ $V = 1/\rho$ – удельный объём или объём единицы массы.

Тогда: $$H_1 + \frac{\upsilon_1^2}{2} = H_2 + \frac{\upsilon_2^2}{2}$$ или: $$H_1 - H_2 = \frac{\upsilon_2^2}{2} - \frac{\upsilon_1^2}{2} \,. \qquad (3)$$

Это – закон сохранения энергии на фронте УВ.

Попробуем избавиться от скоростей и выразить разность энтальпий через давления и объёмы. Из закона сохранения массы (1) $\upsilon_2 = \rho_1\upsilon_1/\rho_2$. Подставим это в (2):

$$p_1+\rho_1\upsilon_1^2=p_2+\rho_2\left(\frac{\rho_1^2}{\rho_2^2}\upsilon_1^2\right)\ ;\ \text{отсюда:}$$

$$\upsilon_1^2=\frac{p_2-p_1}{\rho_1-\dfrac{\rho_1^2}{\rho_2}}=\frac{(p_2-p_1)\rho_2}{\rho_1\rho_2-\rho_1^2}=\frac{(p_2-p_1)\rho_2}{(\rho_2-\rho_1)\rho_1}\ ;\quad \upsilon_2^2=\upsilon_1^2\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2=\frac{(p_2-p_1)\rho_1}{(\rho_2-\rho_1)\rho_2}\ .$$

Подставим эти выражения в (3):

$$H_1-H_2=\frac{1}{2}\frac{(p_2-p_1)}{(\rho_2-\rho_1)}\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}-\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)=\frac{(p_2-p_1)}{2(\rho_2-\rho_1)}\left(\frac{\rho_1^2-\rho_2^2}{\rho_1\rho_2}\right)=\frac{(p_1-p_2)(\rho_1+\rho_2)}{2\rho_1\rho_2}\ ;$$

$$H_1-H_2=\frac{(p_1-p_2)(V_1+V_2)}{2}\ . \qquad (4)$$

Видно, что энтальпия увеличивается на фронте. Это получилось из **механических** законов сохранения. Теперь попробуем выразить энтальпию через давление и объём, но из **термодинамических** формул. Будем рассматривать газ с постоянной теплоёмкостью, то есть политропический. Используем четыре термодинамические формулы:

$$H\equiv\varepsilon+pV\ ;(5)\qquad C_V\equiv\frac{\varepsilon}{T}\ ;(6)\qquad \frac{C_p}{C_V}=\gamma\ ;(7)\qquad C_p\equiv\frac{H}{T}\ .(8)$$

Из (5) $\quad H=\varepsilon+pV=\text{ из (6) }=C_VT+pV=\text{ из (7) }=\dfrac{C_p}{\gamma}T+pV=\text{из (8) }=\dfrac{H}{T\gamma}T+pV\ ;$ (9)

$H\left(1-\dfrac{1}{\gamma}\right)=pV\ ;\quad H=\dfrac{\gamma}{\gamma-1}pV$. Подставим это выражение в (4):

$$\frac{\gamma}{\gamma-1}(p_1V_1-p_2V_2)\qquad = \qquad \frac{(p_1-p_2)}{2}(V_1+V_2)\ .$$

Из законов термодинамики. Из законов механики.

Изменим порядок членов, чтобы привести уравнение к виду, привычному для уравнения состояния.

$V_1\left(\dfrac{\gamma p_1}{\gamma-1}+\dfrac{p_2-p_1}{2}\right)=V_2\left(\dfrac{\gamma p_2}{\gamma-1}+\dfrac{p_1-p_2}{2}\right)$. Отсюда:

$$\frac{V_1}{V_2}=\frac{2\gamma p_2+(\gamma-1)(p_1-p_2)}{2\gamma p_1+(\gamma-1)(p_2-p_1)}=\frac{2\gamma+(\gamma-1)\left(\dfrac{p_1}{p_2}-1\right)}{2\gamma\dfrac{p_1}{p_2}+(\gamma-1)\left(1-\dfrac{p_1}{p_2}\right)}=\frac{(\gamma-1)\dfrac{p_1}{p_2}+(\gamma+1)}{(\gamma+1)\dfrac{p_1}{p_2}+(\gamma-1)}\ .\qquad (9)$$

Это выражение называется ударной кривой, ударной адиабатой, адиабатой Рэнкина – Гюгонио (Rankin, Hugoniot). У этой кривой есть одна замечательная особенность – при стремлении давления в ударной волне к бесконечности, удельный объём стремится не к нулю, а к некоторой константе.

При $\quad p_2\to\infty\ ,\quad \dfrac{V_1}{V_2}\to\dfrac{\gamma+1}{\gamma-1}$.

Если бы вещество сжималось по обыкновенной адиабате Пуассона, то V_2 должно было бы стремиться к нулю. Однако на фронте УВ происходят такие сильные **необратимые** потери механической энергии, что вещество разогревается сильнее, чем при адиабатическом процессе и это препятствует дальнейшему увеличению плотности.

§ 2. НЕОБРАТИМЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ НА ФРОНТЕ УВ.

Будем рассматривать слабую УВ, в которой скачки давления малы. Тогда можно разложить разность энтальпий и разность объёмов в ряд:

$$H_2 - H_1 = \left(\frac{\partial H}{\partial s}\right)_{p_1}(s_2 - s_1) + \ldots + \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_{s_1}(p_2 - p_1) + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 H}{\partial p^2}\right)_{s_1}(p_2 - p_1)^2 +$$

$$+\frac{1}{6}\left(\frac{\partial^3 H}{\partial p^3}\right)_{s_1}(p_2 - p_1)^3 + \ldots \qquad (10)$$

$$V_2 - V_1 = \left(\frac{\partial V}{\partial s}\right)_{p_1}(s_2 - s_1) + \ldots + \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_{s_1}(p_2 - p_1) + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 V}{\partial p^2}\right)_{s_1}(p_2 - p_1)^2 +$$

$$+\frac{1}{6}\left(\frac{\partial^3 V}{\partial p^3}\right)_{s_1}(p_2 - p_1)^3 + \ldots \qquad (11)$$

Теперь нужно вычислить значения производных. Вспомним формулу из учебника по термодинамике: $d\varepsilon = T\,ds - p\,dV$. (12)

Тогда: $dH = d(\varepsilon + pV) = d\varepsilon + d(pV) = (T\,ds - p\,dV) + (p\,dV + V\,dp) = T\,ds + V\,dp$.

Используя эту формулу, вычислим две производные:

$\left(\frac{\partial H}{\partial s}\right)_p = T$; $\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_s = V$; $\left(\frac{\partial^2 H}{\partial p^2}\right)_s = \frac{\partial V}{\partial p}$. Подставим эти производные в (10):

$$H_2 - H_1 = T_1(s_2 - s_1) + \ldots + V_1(p_2 - p_1) + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 H}{\partial p^2}\right)_{s_1}(p_2 - p_1)^2 +$$

$$+\frac{1}{6}\left(\frac{\partial^3 H}{\partial p^3}\right)_{s_1}(p_2 - p_1)^3 + \ldots = \text{из } (4) = (p_2 - p_1)\left(\frac{V_2}{2} + \frac{V_1}{2}\right) = [V_2 \text{ возьмём из } (11)] =$$

$$= (p_2 - p_1)\left(\frac{V_1}{2} + \frac{V_1}{2}\right) + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial V}{\partial s}\right)_{p_1}(s_2 - s_1)(p_2 - p_1) + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_{s_1}(p_2 - p_1)^2 +$$

$$+\frac{1}{4}\left(\frac{\partial^2 V}{\partial p^2}\right)_{s_1}(p_2 - p_1)^3 + \frac{1}{12}\left(\frac{\partial^3 V}{\partial p^3}\right)_{s_1}(p_2 - p_1)^4 + \ldots$$

Последний член мал по сравнению с предпоследним. Им можно пренебречь. Тогда получается:

$$T_1(s_2 - s_1) - \frac{1}{2}\left(\frac{\partial V}{\partial s}\right)_{p_1}(s_2 - s_1)(p_2 - p_1) = \left(\frac{\partial^2 V}{\partial p^2}\right)_{s_1}(p_2 - p_1)^3\left(-\frac{1}{6} + \frac{1}{4}\right);$$

$$s_2 - s_1 = \frac{(p_2 - p_1)^3\left(\dfrac{\partial^2 V}{\partial p^2}\right)_{s_1}}{12T_1\left(1 - \dfrac{1}{2T_1}\left(\dfrac{\partial V}{\partial s}\right)_{p_1}(p_2 - p_1)\right)}.$$

Оказалось, что скачок энтропии третьего порядка малости по сравнению со скачком давления. Но из-за этого (хотя и малого) скачка энтропии и происходят необратимые потери энергии на фронте УВ. Или лучше сказать наоборот: из-за необратимых (вязких) потерь энтропия возрастает.

Насколько меняется внутренняя энергия из-за изменения энтропии на фронте? Из (7):

$\varepsilon_2 - \varepsilon_1 = H_2 - p_2V_2 - H_1 + p_1V_1 = (H_2 - H_1) + p_1V_1 - p_2V_2 =$

$= ½ (p_2 - p_1)(V_2 + V_1) + p_1V_1 - p_2V_2.$

Окончательно: $\Delta\varepsilon_{\text{ударн.}} = ½ (p_2 + p_1)(V_1 - V_2).$ (13)

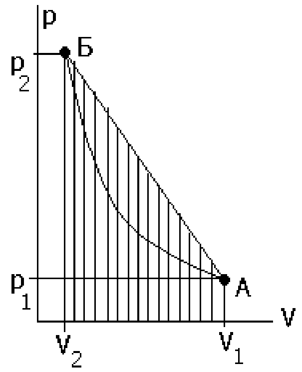


Рис. 2.

Геометрическая интерпретация формулы (13) показана на рис. 2. Изменение внутренней энергии на фронте УВ – это площадь заштрихованной трапеции под отрезком прямой А – Б. Нужно отметить, что точки не двигаются по ударной кривой. Они возникают в конечном пункте мгновенно, так как фронт УВ – разрывная функция.

Для того, чтобы оценить необратимые потери энергии, вычислим теперь изменение внутренней энергии при обратимом адиабатическом процессе.

$$\Delta\varepsilon_{\text{isoentropy}} = \varepsilon(V_{II}) - \varepsilon(V_I) = \quad \text{так как } ds = 0, \text{ то из (12)} \quad = -\int_{V_I}^{V_{II}} p\,dV .$$

Давление p возьмём из адиабаты Пуассона:

$$p = p_I\left(\frac{V_I}{V}\right)^{\gamma} \cdot \text{Тогда:}$$

$$\Delta\varepsilon_{\text{isoentropy}} = -p_I V_I^{\gamma}\int_{V_I}^{V_{II}} V^{-\gamma}dV = -\frac{p_I V_I^{\gamma}}{1-\gamma}V^{1-\gamma}\Big|_{V_I}^{V_{II}} = \frac{p_I V_I^{\gamma}}{\gamma-1}\left(V_{II}^{1-\gamma} - V_I^{1-\gamma}\right) = \frac{p_I V_I}{\gamma-1}\left(\left(\frac{V_I}{V_{II}}\right)^{\gamma-1} - 1\right). \quad (14)$$

Разница между этими изменениями внутренней энергии, одно из которых происходит в изоэнтропическом процессе, другое – при ударном сжатии, есть необратимые потери энергии на фронте УВ. Обозначим $\Delta\varepsilon_{\text{ударн.}} - \Delta\varepsilon_{\text{isoentropy}} = \delta\varepsilon$. Вычислим необратимую потерю энергии для УВ в воде. $\gamma = 7$, $p^* = 3130$ бар. Если выбрать, для примера, сжатие по адиабате $V_I/V_{II} = 1.1$, то

$$\left(\frac{V_I}{V_{II}}\right)^{\gamma} = \frac{p}{p^*} = 1.95 \;; \quad \Delta p = p - p^* = 3130 \cdot 0.95 = 2970 \text{ бар}.$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{(V_1/V_2)(\gamma+1) - (\gamma-1)}{(\gamma+1) - (V_1/V_2)(\gamma-1)} = \frac{1.1 \cdot 8 - 6}{8 - 1.1 \cdot 6} = 2 \;.$$

Между 1.95 и 2 разница лишь в 2.5%, поэтому можно считать, что $V_2 = V_{II}$, а $p_2 = p_{II}$. Подставив эти числа в (13) и (14), получим для относительного необратимого изменения внутренней энергии: $(\delta\varepsilon/\Delta\varepsilon_{\text{ударн}}) = 0.14$, то есть разница не мала. При ударном сжатии каждой порции вещества 14% механической энергии безвозвратно переходит в тепло.

Интересно, что по адиабате Пуассона можно из точки p_0, V_0, задав V_1 попасть в точку p_1, V_1, а, затем, задав V_2, попасть в точку p_2, V_2 на **той же** кривой. По ударной кривой, передвигаясь подобным образам, попасть в ту же точку нельзя. Два скачка не равноценны одному суммарному.

§ 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕЩЕСТВ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ.

Для создания высоких давлений в УВ применяют разные источники:

1. Взрывающиеся проволочки и фольги. Электровзрыв. Борьба с индуктивностью за высокие скорости выделения энергии. Снятие напряжения при помощи разрядника с задержкой или с помощью взрывающейся проволочки. Измерение импульсного тока и напряжения. Шунты и пояс Роговского. Измерение мощности при электровзрыве.
2. Газовые пушки.
3. Ударные трубы.
4. Электродинамический излучатель.
5. Химические взрывчатые вещества.

Метод откола.

К бруску взрывчатого вещества (ВВ) прижимают пластину исследуемого материала.

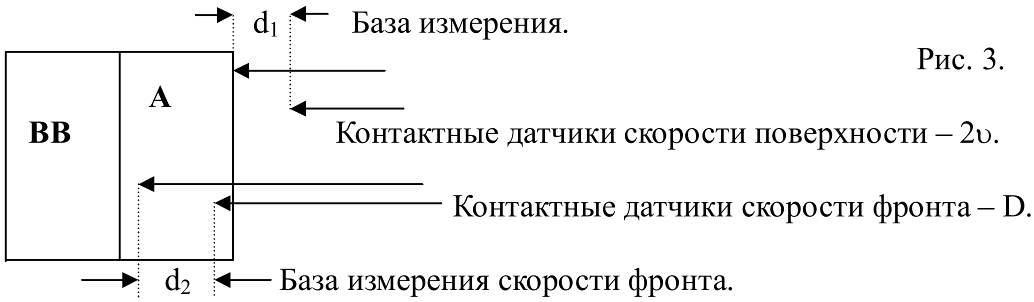


Рис. 3.

В этих экспериментах используется гипотеза об удвоении массовой скорости на свободной поверхности. Эта гипотеза, вообще говоря, верна лишь для достаточно слабых УВ, когда ударную кривую можно заменять изоэнтропой.

Измерив в нескольких опытах 2υ и D, можно построить график зависимости $D(\upsilon)$. Или, если вспомнить формулы $\Delta p = \rho_0 D\upsilon$, $\rho_0 D = \rho(D - \upsilon)$, $V = 1/\rho$, то можно построить графики зависимостей $\Delta p(\upsilon)$, $D(\Delta p)$, $\Delta p(\upsilon)$.

Рассмотрим падение скачка давления (и массовой скорости) на плоскую границу раздела веществ А и Б. Если акустическое сопротивление вещества Б будет больше, то отражённая волна будет волной сжатия. Это видно из граничных условий и графических иллюстраций к ним в очень удобных для этого случая координатах $\Delta p - \upsilon$.

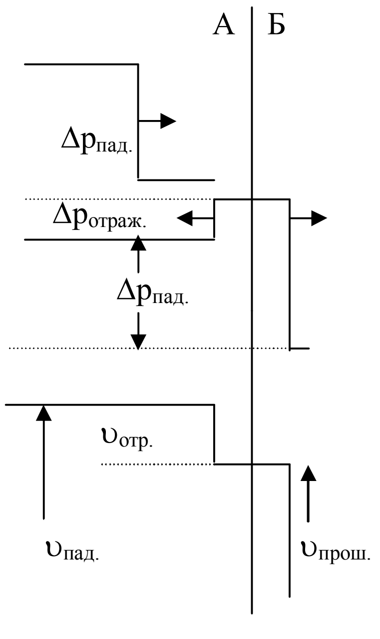


Рис. 4.

Здесь проиллюстрировано отражение скачка давления в веществе А от границы с веществом Б, которое имеет большее акустическое сопротивление. Граничные условия – прилипание:

$$\Delta p_{пад.} + \Delta p_{отраж.} = \Delta p_{прош.}$$

$$\vec{\upsilon}_{пад.} + \vec{\upsilon}_{отраж.} = \vec{\upsilon}_{прош.}$$

В этом случае давление в отражённой волне прибавляется к давлению в падающей и их сумма равна давлению в прошедшей границу волне. Для отраженной волны массовой скорости изменяется положительное направление

координаты. Поэтому нормальное значение массовой скорости – отрицательное. Если волны слабые, то их ударные кривые будут изоэнтропами, или даже просто линейно-акустическими прямыми.

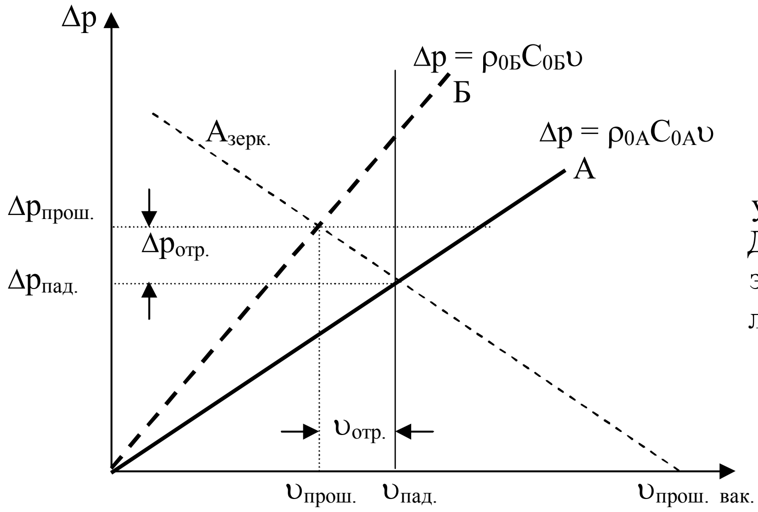
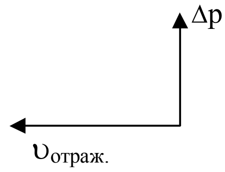


Рис. 5.

На рисунке нанесены две ударные кривые веществ А и Б. Для слабого скачка давления эти кривые являются прямыми линиями: $\Delta p = \rho_{0i}C_{0i}\upsilon$.



Точка пересечения линии $А_{зерк.}$ с ударной кривой вещества Б даст давление в прошедшей волне. Разность давлений в прошедшей и падающей волнах есть давление в отражённой волне. Граничные условия соблюдаются.

Если среда Б – вакуум (или газ), то его ударная кривая в координатах $\Delta p - \upsilon$ есть ось абсцисс. Тогда из точки на линии А, соответствующей давлению в падающей ударной волне можно построить зеркально-симметричную линию $А_{зерк.}$ Пересечение этой линии с осью абсцисс даст нам значение массовой скорости в прошедшей границу волне. $\upsilon_{прош.\ вак.} = 2\upsilon_{пад.}$. Массовая скорость на свободной поверхности удваивается. В экспериментах со взрывчатыми веществами удвоение массовой скорости приводит к отслоению (отколу) вещества на границе. Отсюда происходит название метода. Давление в прошедшей волне будет равно нулю – какое ещё давление может быть в вакууме?

Те же рассуждения нужно повторить для массовой скорости с той лишь разницей, что скорость – вектор. Отражённая волна бежит влево и ударную кривую для неё нужно чертить в координатах, показанных на рис. 5 слева. Поэтому-то мы и чертим для отражённой волны зеркально-симметричную ударную кривую.

Метод торможения.

Этот метод свободен от недостатка предыдущего метода, где приходилось массовую скорость на свободной поверхности без достаточных оснований считать удвоенной. В методе торможения взрывчатое вещество приводит в движение пластину из вещества А – ударник. Эта пластина летит со скоростью W и ударяется о мишень – пластину из такого же вещества, то есть тормозится. Отсюда – название метода. В экспериментах измеряли скорость полёта W и скорость ударной волны в мишени D. После удара давление и массовая скорость в ударнике и мишени будут такими, как на рис. 6:

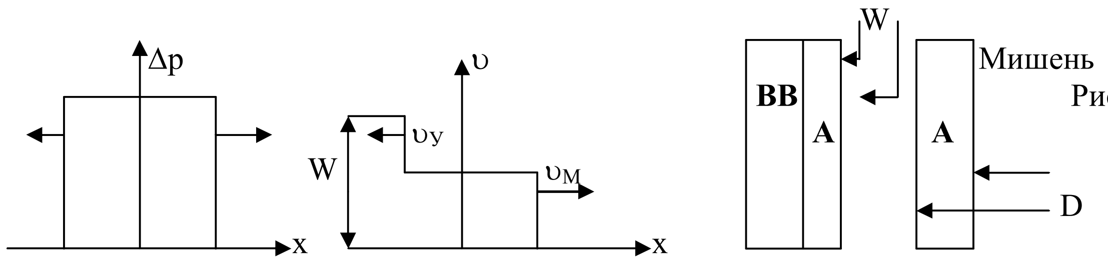


Рис. 6.

В мишени массовая скорость $\upsilon_{М}$, в ударнике – $\upsilon_{У}$. Так как мишень и ударник одинаковые, и двигаются равномерно и прямолинейно, то они равноправны и скачки массовой скорости в них равны, $W = \upsilon_M + \upsilon_У$, $\upsilon_M = \upsilon_У$.

Альтшулер в 60-х годах методом торможения получил ударные кривые железа вплоть до $5 \cdot 10^6$ бар. Скорости достигали значений: $D \sim 12$ км/сек, $\upsilon \sim 5$ км/сек.

Кстати, если считать, что максимальное сжатие, достигнутое в этих опытах – это и есть предельное сжатие, то из $(V/V_0)_{max} = 1.75 = (\gamma + 1)/(\gamma - 1)$. Отсюда получается, что $\gamma = 3.7$.

Если известна ударная кривая ударника, то мишень можно брать из другого материала. Для построения ударной кривой материала мишени необходимо по этим данным определить массовую скорость в мишени υ_M. Для этого в координатах $\Delta p - \upsilon$ проводят прямую $\Delta p = \rho_{0M} D_M \upsilon$ (прямая Б на рис 7). Искомая точка с координатами Δp_M, υ_M непременно лежит на этой прямой. Волна в ударнике бежит влево, поэтому ударная кривая ударника на этом графике должна быть изображена в зеркальном виде. Кроме того, известно, что $= \upsilon_M + \upsilon_У$.

Откуда начинать строить ударную кривую? Если мишень – вакуум, то её ударная кривая – ось абсцисс. В вакууме $\upsilon_M = W$. Значит ударную кривую ударника нужно строить:

а. Зеркально-симметричной.

б. От скорости W.

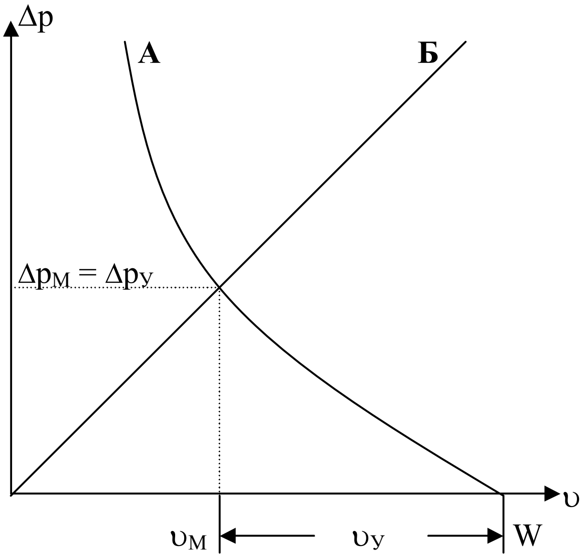


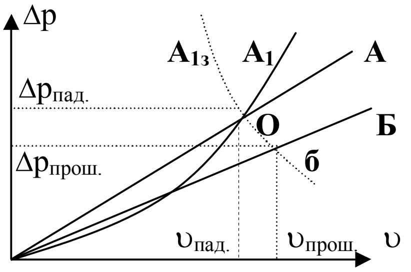
Рис. 7.

Тогда точка пересечения этой кривой (кривая А на рис. 7) с прямой Б будет удовлетворять граничным условиям. Кроме того, она принадлежит обеим ударным кривым. Это – первая экспериментальная точка искомой кривой мишени (если не считать начало координат).

После этого можно проделать ещё несколько опытов и получить таким же образом ещё несколько экспериментальных точек ударной кривой мишени.

Метод отражения.

В этом методе к бруску вещества А с известной ударной кривой прижимают несколько меньших образцов из различных материалов, но один из них должен быть сделан тоже из вещества А. Измеряют скорости распространения фронта УВ в образце из вещества А и во всех остальных образцах.



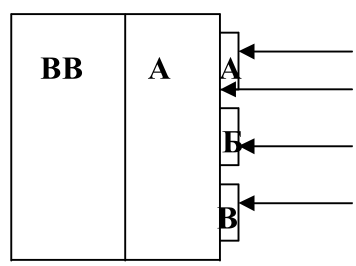


Рис. 8.

Определим массовую скорость в образце Б. Так как скорости УВ в образцах измерены, мы можем построить в координатах $\Delta p - \upsilon$ две прямые:
А: $\Delta p = \rho_{0A} D_A \upsilon$ и Б: $\Delta p = \rho_{0Б} D_Б \upsilon$. Ударная кривая вещества А (кривая A_1) пересекает прямую А в точке О, координаты которой – массовая скорость и давление в падающей волне, которая не замечает границу раздела большого и маленького блоков.

Из точки О строят: вниз – зеркально- симметричную изоэнтропу вещества А;
вверх – зеркально-симметричную ударную кривую вторичного сжатия вещества А.

Если D_A и $D_Б$ близки, что, как правило и стараются сделать, то просто чертят зеркально-симметричную ударную кривую вещества А и находят параметры отражённой и прошедшей ударных волн, а по ним и точку (**б**) на ударной кривой вещества Б. Здесь вещество Б – акустически менее плотное, чем вещество А и отражённая волна – волна разрежения. Ударную кривую вещества Б строят по результатам нескольких таких опытов.

Измерены параметры ударных кривых для множества веществ. Для иллюстрации приведём ударные кривые меди и железа из статьи Мак-Куина. Ударные кривые получены методом торможения. Бросается в глаза, что если продолжить эти зависимости в область маленьких массовых скоростей, то точки пересечения с осью ординат не будут линейно-акустическими скоростями звука. С другой стороны и нет экспериментальных точек со скоростями, меньшими скорости звука.

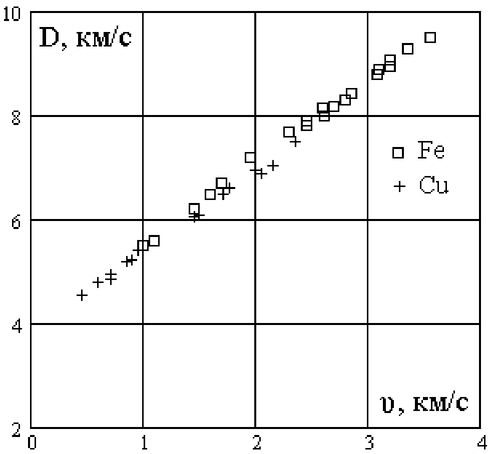


Рис. 9.

Для меди скорость звука:
в жидкой фазе – (3270 – 3450) м/с;
в твёрдой – 4760 м/с.

Среднее арифметическое между ними – 4060 м/с.
Продолжение ударной кривой стремится к значению 3940 м/с. Это близко к среднему арифметическому. Может быть это связано с тем, что на фронте УВ металл проходит состояния от твёрдого к жидкому, а при больших давлениях и к газообразному и плазменному.

Если определять параметры уравнения состояния в форме Тэта для железа, то

$$\gamma_{Fe} = \frac{4(D - C_0)}{\upsilon} - 1 = 5.5 .$$ Здесь C_0 взято из графика рис. 9.

$$p^*_{Fe} = \frac{\rho_0 C_0^2}{\gamma} = 180000 \text{ бар}.$$