

9
**И Н С Т И Т У Т
Я Д Е Р Н О Й Ф И З И К И С О А Н С С С Р**

И Я Ф 14 - 70

А.Е.Войтенко, М.А.Любимова, О.П.Соболев

В.С.Сынах

**ГРАДИЕНТНОЕ УСКОРЕНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ
И ВОЗМОЖНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ЭТОГО ЭФФЕКТА**

Новосибирск

1970

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР
ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЦЕНТР СО АН СССР

В результате ударов энергии кинетической части среды может
быть много раз превышена предельно ударная энергия. Настоящая
работа посвящена рассмотрению одного из механизмов ударного
разрыва ударной волны при взаимодействии с средой с повышенной
плотностью. Для краткости употребляется термин "ударный
разрыв".

Всплывающий механизм аналогичен рассмотриваемому выше
механизму ударного разрыва в среде с повышенной плотностью
массой, результатом чего является ударный разрыв. Глобальная
аналогия

А.Е.Войтенко, М.А.Любимова, О.П.Соболев

В.С.Сынах

ГРАДИЕНТНОЕ УСКОРЕНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ И
ВОЗМОЖНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ЭТОГО ЭФФЕКТА

Настоящая работа посвящена рассмотрению возможности
использования эффекта ударного разрыва в среде с повышенной
плотностью для ускорения ударной волны. В работе
рассмотрены условия возникновения ударного разрыва и
его применение для ускорения ударной волны.

- Настоящая работа имеет следующие разделы:
- 1) анализ области действия теоретических работ, включая
работы авторов по градиентному ускорению;
 - 2) анализ проведенных экспериментов;
 - 3) преимущественно рассмотрены возможные эксперименты по
использованию описанного метода ускорения 10^8 см/сек в более
высоких скоростях.

Новосибирск
1970

ВВЕДЕНИЕ

Газодинамические процессы кумуляции энергии связаны с передачей энергии от большой массы вещества к малой. В результате удельная энергия небольшой части среды может во много раз превышать среднюю удельную энергию. Настоящая работа посвящена рассмотрению одного из механизмов кумуляции - ускорению ударной волны при движении в среде с уменьшающейся плотностью. Для краткости употребляется термин "градиентное ускорение".

Ближайшая механическая аналогия рассматриваемого явления - последовательное соударение ряда шаров уменьшающейся массы, результатом чего является увеличение скорости. Газодинамическая аналогия - ускорение ударной волны на резком скачке плотности при переходе в среду с меньшей плотностью. Такие последовательные скачки плотности имеют место в многодиафрагменной ударной трубе. Переход к предельному непрерывному уменьшению плотности существенно увеличивает эффект ускорения.

Авторы считают рассматриваемый способ кумуляции перспективным для получения высокотемпературной плазмы и газовых потоков большой скорости. Особенно богатые возможности открывает использование также и магнитного поля, т.е. переход к магнитной газодинамике.

Настоящий препринт имеет следующие разделы:

- 1) приведен обзор некоторых теоретических работ, включая работы авторов по градиентному ускорению;
- 2) описаны проведенные эксперименты;
- 3) предварительно рассмотрены возможные эксперименты по достижению обсуждаемым методом скорости 10^8 см/сек и более высоких скоростей.

РАСЧЕТНЫЕ РАБОТЫ

Работы по расчету градиентного ускорения ударной волны в среде с уменьшающейся плотностью естественным образом разделяются на две группы: обычная газодинамика и магнитная газодинамика. В первой группе имеется большое число работ различного характера, и явление ускорения рассмотрено довольно полно. Что касается магнитной газодинамики, то в имеющейся литературе эта область слабо разработана. Между тем эффект ускорения в магнитной газодинамике проявляется сильнее и более перспективен для использования. Расчеты ускорения ударной волны практически производятся тремя методами: автомодельные решения, приближенные аналитические решения, численные расчеты.

Газодинамика. В работах Г.М.Гандельмана и Д.А.Франк-Каменецкого /1/, Д.К.Надежина и Д.А.Франк-Каменецкого/2/, А.Сакураи /3/ рассмотрена автомодельная задача об ускорении ударной волны в среде с плотностью, уменьшающейся в зависимости от координаты по степенному закону, и для различных показателей адиабаты.

В работе Л.И.Седова /4/ получены решения с ускорением сильной ударной волны в случае точечного взрыва в неоднородной среде. А.С.Компанеев /5/ и Ю.П.Райзер /6/ рассмотрели ускорение при экспоненциальном изменении плотности. Этому же случаю посвящены работы Ч.Д.Хейза /7,8/. Д.Д.Лоумбах и Р.Ф.Пробстин /9/ рассмотрели точечный взрыв в экспоненциальной атмосфере. Ф.Л.Черноусько /10/ решена задача о распространении ударной волны в случае, когда градиент плотности определяется различием температуры. Ускорение приближенно аналитически рассматривалось У.Честером /11/, Р.Ф.Чизнеллом /12,13/, Г.Б.Уитхэмом /14/. Обзор многих работ по эффекту ускорения имеется в книге Я.Б.Зельдовича и Ю.П.Райзера /15/.

Две статьи Г.А.Берда /16,17/ особенно ценны тем, что на вычислительной машине точно решена задача о прохождении ударной волной области с уменьшающейся плотностью в условиях, близких к возможным в эксперименте. Существенно отметить, что в рассмотренных Г.А.Бердом задачах появляется критическое для ускорения число Маха ударной волны. При интенсивности меньше критической волна замедляется.

В статье Г.А.Берда /17/ и книге И.И.Гласса и И.Г.Халла /18/ упоминается работа Д.Ж.Гоулда /19/ по взаимодействию слабого скачка с волной разрежения. Это, по-видимому, единственная экспериментальная работа, близкая исследуемому вопросу. К сожалению, авторы не имели возможности ознакомиться непосредственно с работой Д.Ж.Гоулда.

С.А.Колгейт и М.Н.Джонсон /20/ также численным расчетом на электронной машине показали, что в условиях звездных атмосфер обсуждаемый механизм ускорения приводит к появлению ультрарелятивистских частиц с энергией до 10^{17} эв и тем самым несет ответственность за появление части космических лучей. Обсуждение астрономических аспектов проблемы ускорения в книге И.С.Шкловского /21/.

Для оценки увеличения скорости можно применить следующий прием. При прохождении сильной ударной волной резкого скачка плотности от ρ_1 до $\rho_2 < \rho_1$, скорость фронта в первой среде D_1 и во второй среде D_2 связаны соотношением:

$$\frac{D_2}{D_1} + \left(\frac{2\gamma}{\gamma-1}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{D_2}{D_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} - \left(\frac{2\gamma}{\gamma-1}\right)^{\frac{1}{2}} - 1 = 0 \quad (1)$$

где γ - показатель адиабаты. Формула легко получается, если на контактной границе сред согласовать ударную волну, идущую в менее плотную среду, с простой волной разрежения, идущей в более плотную среду. Для слабого скачка $\rho_2 = \rho_1 - \Delta\rho$ имеем:

$$\Delta D = \frac{D}{\rho} \frac{\left(\frac{\gamma-1}{2\gamma}\right)^{\frac{1}{2}}}{1 + \left(\frac{2\gamma}{\gamma-1}\right)^{\frac{1}{2}} + \left[\frac{2(\gamma-1)}{\gamma}\right]^{\frac{1}{2}}} \Delta\rho \quad (2)$$

Разбивая непрерывный перепад плотности на бесконечно малые скачки, получаем интегрированием последнего выражения конечную скорость для непрерывного изменения плотности от ρ_1 до ρ_2

$$D_2 = D_1 \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^{\frac{\gamma-1}{2(\gamma-1) + [2\gamma(\gamma-1)]^{\frac{1}{2}}}} \quad (3)$$

Приближение заключается в пренебрежении возмущениями, распространяющимися вдоль отрицательных характеристик, т.е. уходящих от фронта. Формула (3) получена другим методом также в работе /14/. В статье /2/ приведена оценка точности этой формулы $\sim 10\%$.

На рис.1 приведено относительное увеличение скорости в зависимости от перепада плотности ρ_1/ρ_2 . Кривые 1 и 2 - резкий скачок плотности для двух различных показателей адиабаты γ . Кривая 3 - автомодельное решение для распределения плотности $\rho \sim x^{3,25}$. Кривые 4 и 5 соответствуют приведенной выше формуле (3).

Рис.1 иллюстрирует преимущество непрерывного уменьшения плотности по сравнению со случаем резкого скачка. Уже при перепаде плотности в $\sim 10^2$ раз непрерывное распределение дает заметно большее увеличение скорости, чем резкий скачок той же величины. При дальнейшем увеличении перепада преимущества непрерывного изменения увеличиваются: конечная скорость растет неограниченно с ростом относительного перепада плотности, а для резкого скачка скорость увеличивается не более, чем в несколько раз (в зависимости от γ).

Несмотря на все различие рассмотренных задач и различие в методах их решения, можно отметить одну важную общую закономерность полученных решений. Если отвлечься от различия в течениях и следить только за скоростью фронта ударной волны, то оказывается, что зависимость скорости от плотности имеет, грубо говоря, вид $D \sim \rho^{-\alpha}$, где $\alpha \approx 0,2$. Эта закономерность относится к режимам с максимальным ускорением при отсутствии других механизмов кумуляции. Конечно, имеются менее интересные случаи небольшого ускорения и даже замедления. Наличие простой зависимости скорости от плотности позволяет легко проводить предварительную оценку возможных экспериментов.

Согласно принципу Е.И. Забабахина /22/, любому процессу кумуляции сопутствует специфическая неустойчивость, ограничивающая его предельные возможности. Применительно к градиентному ускорению вопрос о неустойчивости разработан слабо. В этой связи следует указать на статью Ю.С. Вахрамеева /23/.

Магнитная газодинамика. В работах В.П. Коробейникова /24/ и Бай-ши-и /25/ при рассмотрении точечного взрыва в среде с

переменной плотностью при определенном распределении плотности и напряженности магнитного поля получено ускорение ударной волны, хотя авторы этого специально не отмечают. Близкая задача решалась Г.П. Гринспайном /26/.

Работа авторов /27/ специально посвящена рассмотрению вопроса ускорения ударной волны в автомодельной постановке. Наиболее существенным результатом этой работы является выяснение того обстоятельства, что число Маха сохраняется, т.е. скорость сильной ударной волны растет пропорционально альфвеновской скорости перед фронтом. Зависимость скорости от плотности, таким образом, $D \sim \rho^{-\frac{1}{2}}$, т.е. существенно сильнее, чем без магнитного поля. Следует отметить, что для очень больших чисел Маха вопрос требует еще дополнительного исследования. Возможно, ограничения на величину допустимого при таком рассмотрении числа Маха будут налагать дополнительное требование $\beta \equiv \frac{8\pi p}{H^2} \ll 1$ за фронтом ударной волны.

Качественно усиление эффекта ускорения в присутствии магнитного поля объясняется увеличением скорости звука в среде, что приводит к более быстрому выходу характеристик из плотных слоев на фронт волны.

К работе /27/ можно сделать следующее дополнение. Система четырех обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающая течение за фронтом для автомодельной задачи, такова:

$$2\psi\psi' + [2\psi - (\gamma+1)\xi]\psi' + (\gamma+1)q\psi = 0 \quad (4)$$

$$[2\psi - (\gamma+1)\xi]\psi\psi' + (\gamma-1)\pi' + \frac{(\gamma+1)^3}{2(\gamma-1)M^2}\chi\chi' + (\gamma+1)(s - \frac{q}{2})\psi\psi' = 0 \quad (5)$$

$$2\psi\psi' + [2\psi - (\gamma+1)\xi]\chi' + (\gamma+1)s = 0 \quad (6)$$

$$\delta[2\varphi - (\delta+1)\xi]\pi\psi' - [2\varphi - (\delta+1)\xi]\psi\pi' - (\delta+1)(2s - \delta q)\pi\psi = 0 \quad (7)$$

где $\xi = Ax(-t)^\alpha$ — автомодельная переменная, $\alpha = \frac{1}{s - q/2 - 1}$ — показатель автомодельности, M — число Маха, q и s — степени в законах изменения ρ и H : $\rho \sim x^q$; $H \sim x^s$; φ, ψ .

π, ξ — представители скорости, плотности, давления, магнитного поля (терминология работ /15, 27/). Система имеет особую точку $\xi_{кр}$. В этой точке соответствующий детерминант обращается в нуль, что не позволяет разрешить в этой точке уравнения относительно производных. Существование физического решения во всей области за фронтом становится таким образом не очевидным и требует особого доказательства. Физическое решение должно удовлетворять на фронте волны при $\xi = 1$ условиям

$\varphi(1) = 1$; $\psi(1) = 1$; $\pi(1) = 1$; $\xi(1) = 1$, проходить непрерывным образом (включая непрерывность первой производной) через особую точку и на бесконечности при $\xi \rightarrow \infty$ удовлетворять условиям $\varphi \rightarrow 0$; $\psi \rightarrow \infty$; $\pi \rightarrow \infty$; $\xi \rightarrow \infty$.

В одном частном случае рассматриваемая система уравнений сводится к одному обыкновенному дифференциальному уравнению первого порядка. Выразив производные ξ', ψ', π' через $(\xi, \xi, \psi, \pi, \varphi'')$ и проинтегрировав по ξ от 1 до ξ , получаем:

$$\xi = \exp \left[\int_1^\xi \frac{-(\delta+1)s - 2\varphi'}{2\varphi - (\delta+1)\xi} d\xi \right] \quad (8)$$

$$\psi = \exp \left[\int_1^\xi \frac{-(\delta+1)q - 2\varphi'}{2\varphi - (\delta+1)\xi} d\xi \right] \quad (9)$$

$$\pi = \exp \left[\int_1^\xi \frac{-2s(\delta+1) - 2\delta\varphi'}{2\varphi - (\delta+1)\xi} d\xi \right] \quad (10)$$

Подставив эти выражения в уравнение (5), получаем интегродифференциальное уравнение, связывающее φ, φ', ξ .

Ввиду громоздкости это уравнение не приводится.

В частном случае при $\delta = 2, q = 2s = 1$ уравнение упрощается:

$$\varphi' = \frac{3}{2} \frac{-\varphi[3\xi - 2\varphi]^2 + s[4 + \frac{27}{M^2}]}{[3\xi - 2\varphi]^3 - [4 + \frac{27}{M^2}]} \quad (11)$$

Особая точка этого уравнения:

$$\xi_{кр} = \frac{2s+1}{3} \left(4 + \frac{27}{M^2}\right)^{\frac{1}{3}}; \quad \varphi_{кр} = s \left(4 + \frac{27}{M^2}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (12)$$

Исследование типа особой точки показывает, что она является "седлом". Ход интегральных кривых показан на рис. 2. При изменении параметра s особая точка перемещается по прямой A . Сепаратриса C , проходящая через особую точку, только при одном значении s^* проходит через граничную точку $\xi = 1, \varphi = 1$. Единственное физическое решение $\varphi(\xi)$ в данном случае является особым и идет по сепаратрисе C . s^* равно примерно 1 и может быть найдено точно методом "попыток". Все интегральные кривые, не совпадающие с C , дают нефизические решения, не обеспечивающие существования $\varphi(\xi)$ во всей области изменения аргумента ξ . Используя полученное особое решение $\varphi(\xi)$, по формулам (8) - (10) можно найти ξ, ψ, π . Доказательство существования решения и метод его нахождения в рассмотренном частном случае удалось провести благодаря тому, что система (4) - (7) свелась к одному уравнению, которое поддается анализу обычными методами теории дифференциальных уравнений /28, 29/.

Была решена также автомодельная задача с экспоненциальной зависимостью ρ и H от расстояния: $\rho = \rho_0 \exp(ax)$; $H = H_0 \exp(bx)$.

Как и в автомодельной задаче в случае степенной зависимости /27/ имеет место сохранение числа Маха в процессе движения волны. Решение этой задачи более сложно и будет опублико-

вано отдельно.

В рамках автомодельного рассмотрения удается ввести конечную проводимость плазмы за фронтом, если считать её постоянной. Автомодельное решение существует при единственном значении показателя автомодельности $\alpha = -\frac{1}{2}$. Скорость в этом случае также оказывается пропорциональной альфвеновской скорости перед фронтом.

К сожалению, автомодельные задачи являются довольно сильно идеализированными. Некоторые практически важные факторы, например, конечность размера среды, конечность числа Маха ударной волны, конечная проводимость плазмы, - не могут быть в полной мере последовательно учтены.

Численный расчет позволяет приблизить постановку задачи к реальной ситуации. В связи с этим численными методами решалась задача о движении плазмы, находящейся в поперечном магнитном поле, под действием поршня, двигающегося с постоянной скоростью /30/. Система координат и $(x-t)$ - диаграмма процесса показаны на рис. 3, где 1 и 2 - траектории фронта волны и поршня. В задаче учтены конечный размер системы, конечные температура и проводимость среды. Движение плазмы в области непрерывного течения описывается следующей системой уравнений в частных производных (в координатах Эйлера):

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{4\pi\rho} H \frac{\partial H}{\partial x}; \quad (14)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) = 0; \quad (15)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (uH) = \frac{c^2}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial H}{\partial x} \right); \quad (16)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p}{\rho^\gamma} \right) + u \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p}{\rho^\gamma} \right) = \frac{(\gamma-1)c^2}{4\pi\rho^\gamma} \left(\frac{\partial H}{\partial x} \right)^2; \quad (17)$$

$$\sigma = \sigma_{00} T^{3/2}; \quad \rho = A_{00} \rho T; \quad (18), (19)$$

где t - время, x - координата, u - скорость, ρ - плотность, H - напряженность магнитного поля, p - давление, T - температура, σ - электропроводность, σ_{00} и A_{00} - постоянные. Начальные и граничные условия:

$$\rho(x,0) = \rho_0 \left(\frac{x}{R} \right)^\alpha; \quad H(x,0) = H_0 \left(\frac{x}{R} \right)^\beta; \quad T(x,0) = T_0; \quad (20)$$

$$u(x,0) = 0; \quad u \Big|_{\text{на поршне}} = -u_0; \quad \rho(0,t) = 0; \quad H(0,t) = 0;$$

$$\frac{\partial H}{\partial x} \Big|_{\text{на поршне}} = 0$$

где ρ_0 , H_0 , T_0 - постоянные, u_0 - постоянная скорость поршня, R - длина трубы, в которой находится плазма в начальный момент, α и β - постоянные, определяющие начальное распределение ρ и H .

Введением безразмерных аргументов $\xi = \frac{x}{R}$; $\tau = t \frac{u_{a0}}{R}$, безразмерных функций $v = \frac{u}{u_{a0}}$; $\tau = \frac{p}{p_0}$; $h = \frac{H}{H_0}$; $\pi = \frac{p}{A_{00} \rho_0 T_0}$; и безразмерных чисел $\beta = \frac{8\pi A_{00} \rho_0 T_0}{H_0^2}$; $u_{a0} = \frac{H_0}{\sqrt{4\pi\rho_0}}$; $M_0 = \frac{u_0}{u_{a0}}$; $Re = \frac{4\pi\sigma_{00} R u_{a0}}{c^2}$ система приводится к безразмерному виду.

После перехода к лагранжевым координатам полученная система дифференциальных уравнений аппроксимировалась конечно-разностной схемой первого порядка с постоянными шагами по времени и пространственной координате. Наличие скачка учитывалось автоматически введением формальной вязкости по Р.Д.Рихтмайеру /31/.

Устойчивость принятого алгоритма решения разностной задачи исследовалась теоретически и "экспериментально". Теоретическое исследование состояло в линеаризации задачи с "замораживанием" коэффициентов и последующих численных оценках

спектральных радиусов соответствующих матриц. "Экспериментально" варьировались шаг и сравнивались решения разностной задачи при разных шагах.

Оказалось, что при разумных с точки зрения объема памяти электронно-вычислительной машины и расхода машинного времени шагах алгоритм устойчив при перепадах давлений порядка $30 \div 40$. Продвижение в область больших перепадов потребует, по-видимому, перехода к схемам с переменным шагом.

На рис. 4-а, в приведены профили скорости в различные моменты времени. Графики на рисунках 4-7 даны в лагранжевых координатах, причем координатой частицы является ее координата в начальный момент. Зависимости на рис. 4а соответствуют следующим значениям постоянных: $a=5$; $b=1$; $M_0=4$; $\beta_0=0,1$; $Re=10$. Соответственно для рис. 4б: $a=1$; $b=0$; $M_0=4$; $\beta_0=0,1$; $Re=10$.

На рис. 4а, б пунктирные кривые показывают, как возрастает скорость фронта для автомодельного закона $D \sim H \rho^{-\frac{1}{2}}$. Имеется хорошее согласие между точным и автомодельным решением. Поскольку автомодельное решение является предельным, следует ожидать, что для последующих моментов времени, когда ударная волна еще более удалится от поршня, закон нарастания скорости станет еще ближе к автомодельному.

На рис. 5, 6, 7 для примера приведены профили скорости, плотности, напряженности магнитного поля в различные моменты времени для $a=1$; $b=1$; $M_0=1$; $\beta_0=1$; $Re=10$.

Расчеты производились на ЭВМ БЭСМ-6 Вычислительного центра Сибирского отделения АН СССР.

Наиболее важное заключение, которое можно сделать из рассмотрения различных расчетов градиентного ускорения ударной волны в магнитно-газодинамическом случае, состоит в том, что скорость фронта волны примерно пропорциональна альфвеновской скорости перед фронтом (число Маха приблизительно сохраняется). Это позволяет оценивать возможности различных экспериментов. Зависимость от плотности гораздо сильнее, чем в случае отсутствия магнитного поля.

ПРОВЕДЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Проведенные опыты имели основной целью экспериментально обнаружить факт ускорения сильной ударной волны при прохождении ею области уменьшающейся плотности. Опыты проведены в отсутствие магнитного поля. Расчетные работы [1-4, 17] предсказывают в этом случае для достаточно сильных волн следующую приближенную зависимость от плотности $D \sim \rho^{-0,2}$. При малом числе Маха ударной волны $M \ll 2$ эффект кумуляции существенно ослабевает.

Основные проблемы, возникающие при постановке эксперимента по градиентному ускорению, заключаются в создании необходимого перепада плотности и достаточно мощного поршня, который бы эффективно работал при большой плотности газа. При проведении экспериментов была возможность использовать взрывные методы возбуждения ударных волн, удовлетворяющие необходимым условиям. Простейшим случаем взрывного поршня являются разлетающиеся продукты взрыва. Скорость такого поршня при сжатии воздуха при нормальных условиях $\sim 5 \cdot 10^5$ см/сек, давление ~ 300 атм, удельная мощность $2 \cdot 10^7$ вт/см². Более мощный плазменный поршень получается при использовании разработанного одним из авторов устройства для сжатия и нагрева газа взрывом [34, 35]. Его скорость $\sim 4 \cdot 10^6$ см/сек при давлении $2 \cdot 10^4$ атм и более [34, 38]. Удельная мощность такого поршня достигает примерно 10^{10} вт/см². В экспериментах использовались оба поршня. Опыты производились в лабораторной взрывной камере, описанной в работе [32].

Методы создания градиента плотности можно разбить на две группы. Стационарные методы: использование центробежных сил при быстром вращении газа; переменное в пространстве температурное поле; непрерывная откачка с натеканием и др. Нестационарные методы: взаимная диффузия газов различной плотности; сильный точечный взрыв в газе; истечение газа в вакуум при прорыве дифрагмы или открытии клапана; выделение адсорбированных газов при быстром нагреве; разлет паров при быстром испарении металла; разлет продуктов взрыва и др. Оценка возможностей стационарных методов показала, что в лабораторных условиях, пригодных для ускорения ударных волн, возможные пе-

перепады плотности, по-видимому, не превышают 10^2 . Более перспективны нестационарные методы, с помощью которых можно получить перепады плотности 10^6 и более раз.

Схема опыта, в котором впервые наблюдалось ускорение ударной волны, приведена на рис. 8: 1 - капсюль; 2 - заряд взрывчатого вещества; 3 - металлическая пластина; 4 - генератор ударной волны (взрывного поршня); 5 - дно стеклянной трубки; 6 - стеклянная трубка диаметром 12 мм с аргоном; 7 - резиновая трубка; 8 - быстродействующий зажим; 9 - стеклянная трубка с водородом.

В исходном состоянии аргон и водород при одинаковом давлении 1 атм и комнатной температуре разделены резиновой трубкой, плотно пережатой зажимом. После освобождения зажима резиновая трубка распрямляется и начинается конвективно-диффузионное смешивание газов, так что плотность непрерывно меняется от плотности аргона внизу до плотности водорода сверху, т.е. в 20 раз (трубка установлена вертикально). С необходимой задержкой около секунды производился подрыв заряда и с помощью сверхскоростного фоторегистратора СФР-2м /33/ производилось фотографирование движения светящегося фронта ударной волны внутри трубки.

На рис. 9 представлена зависимость скорости фронта ударной волны от расстояния вдоль трубки. Участок кривой (1,2) соответствует движению ударной волны в трубке, первоначально заполненной аргоном. Примесь водорода создает в этой области незначительный градиент плотности, так что торможение за счет трения и других процессов превалирует. Сильное затухание скорости на этом участке объясняется, по-видимому, попаданием остатков толстого стеклянного дна трубки в поток плазмы. Участок (2,3) - ударный фронт закрыт непрозрачной резиновой трубкой, (3,4) - зона ускорения на большом относительном перепаде плотности (водород с примесью аргона).

Наблюдающееся увеличение скорости на 56% от 12,5 км/сек до 19,5 км/сек во много раз больше точности измерений и удовлетворительно согласуется с расчетной оценкой. Результаты опыта представлены экспериментальной точкой А на рис. 1. При отсутствии градиента плотности скорость фронта ударной волны вдоль трубки в устройствах такого рода всегда монотонно уменьшается /34,35/. Таким образом в описанных условиях искомый эф-

фект градиентного ускорения ударной волны отчетливо выявлен.

Следует отметить, что несмотря на возрастание скорости фронта, температура за фронтом ударной волны в этом опыте не увеличивается из-за неблагоприятного изменения молекулярного веса газа. В опытах, преследующих цель получить высокую температуру, градиент плотности должен создаваться не за счет уменьшения молекулярного веса газа.

Были проведены опыты, в которых градиент плотности создавался при истечении газа в вакуум после прорыва диафрагмы. В качестве генератора ударной волны использовался взрыв, как и в предыдущих опытах с диффузией газов. Общий вид устройства приведен на рис. 10: 1 - капсюль, 2 - заряд взрывчатого вещества, 3 - пластина, 4 - генератор ударной волны, 5 - разрядный промежуток для прорыва диафрагмы, 6 - диафрагма, 7 - стеклянная трубка, 8 - преграда, играющая роль отражающей стенки, 9 - трубка, идущая к форвакуумному насосу. Регистрация скорости светящегося фронта ударной волны производилась фоторегистратором СФР-2м. Щель прибора направлена вдоль трубки, поле зрения обозначено на рис. 10 и 11 стрелками h .

В исходном положении объем /4/ заполнен воздухом при нормальных условиях, а трубка /7/ откачана до остаточного давления ~ 1 мм рт.ст. Диафрагма /6/ изготавливалась из пластмассовой пленки толщиной 20 мк. Градиент плотности создавался после разряда конденсатора на разрядный промежуток /5/. Разряд приводит к прорыву диафрагмы, после чего газ, находившийся слева от диафрагмы, начинает перетекать в стеклянную трубку /7/. В противоположную сторону от электрического разряда распространяется ударная волна, течение за которой близко к движению среды в случае точечного взрыва. Таким образом, общее течение в системе с одной стороны близко к истечению в вакуум, а с другой - к течению в случае сильного взрыва /36,4/.

(x, t) - диаграмма процессов схематически представлен на рис. 11. При этом двумерное в объеме /4/ течение условно изображается как одномерное. Точка 1 соответствует прорыву диафрагмы; (1,2) - фронт истечения в вакуум; (1,3) - ударная волна от разряда; (4) - линии равной плотности; (5,3) - основная ускоряющаяся ударная волна, идущая по невозмущенному газу; (3,6) - ускорение ударной волны в области с уменьшающейся плот-

ностью, (6,7) - ускоренная волна, (7,8) - отраженная волна, (5,9) - контактная поверхность.

Опыты производились с воздухом, плотность которого в волне разрежения уменьшалась до 10^{-3} от исходной нормальной. Используемый взрывной генератор ударной волны в воздухе при нормальных условиях дает ударную волну со скоростью 20 км/сек; температура за фронтом 4 эв /37/. При прохождении указанного перепада плотности зафиксирована скорость ударного фронта до 100 км/сек. На рис. 1 этим опытам соответствует точка В. Расчетная температура воздуха при этом 28 эв/37/, кинетическая энергия иона азота 900 эв, ионная плотность 10^{17} 1/см³. В результате градиентного ускорения увеличивается таким образом не только скорость ударной волны, но и температура за фронтом в 7 раз.

Следует отметить неблагоприятные обстоятельства, имевшие место при проведении опытов. Разряд /5/, прорывающий диафрагму, вносит сильное возмущение в газ. Поступающая в разряд энергия превышает исходную внутреннюю энергию газа, истекающего в трубку /7/. Скорость фронта истекающего в вакуум нагретого разрядом газа, (1,2) на рис. 11, равна 5 км/сек. Профиль плотности вдоль оси трубки к моменту прохождения основной ударной волны (6,7) практически полностью неопределен. Регулярного ускорения в видимой части трубки не наблюдалось. Перепад плотности тем не менее должен существовать и, по-видимому, он в основном находится в зоне (3,6) (рис. 11). К сожалению, условия проведения опытов не позволили наблюдать непосредственно этот участок ускорения, а только конечную скорость на участке (6,7). Наблюдение сильно усложнено наличием интенсивного ультрафиолетового излучения. Несмотря на указанные неблагоприятные обстоятельства, не позволившие выяснить все детали происходящего, с большой вероятностью можно утверждать, что в этих опытах имело место градиентное ускорение.

Были проведены также опыты с использованием слабого взрывного поршня в виде навески из 1-2 г гексогена. Таким образом заряд 2, пластина 3 и генератор ударной волны 4 (рис. 10) заменялись небольшим зарядом. Для усиления свечения при малой скорости ударной волны вместо воздуха использовался аргон. Все остальное - без изменений. Исходная скорость ударной волны около 6 км/сек. Скорость после прохождения области пере-

менной плотности равна 20 км/сек. К сожалению, эти опыты проведены также в условиях, когда непосредственно участок ускорения был невидим, а наблюдался только результат.

Проведенные опыты позволили экспериментально реализовать градиентное ускорение ударной волны. Сопоставление результатов опытов с имеющимися расчетами показывает совпадение в пределах точности расчета и эксперимента.

ВОЗМОЖНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

В экзотических, но реально существующих на звездах условиях рассматриваемый эффект ускорения ударной волны приводит к появлению релятивистских частиц /20,21/. С другой стороны, проведенные простейшие опыты показывают возможность применения градиентного ускорения в лабораторных условиях в диапазоне скоростей $10^6 - 10^7$ см/сек.

Изложение было бы неполным, если не остановиться кратко на дальнейших возможностях эксперимента по получению больших температур и скоростей. При этом следует сразу же сделать оговорку, что реальные процессы во многом приходится существенно упрощать. Наличие градиента плотности, широкий диапазон изменения скоростей, плотностей и температур, резкая нестационарность условий и некоторые другие факторы сильно усложняют расчеты. Особого изучения требуют возможные неустойчивости. На данном этапе работы приходится отказаться от последовательного учета трения, излучения, ухода частиц на стенку и т.д., Рассмотрение, таким образом, по необходимости, имеет неполный характер.

Отчетливо осознавая этот недостаток, авторы не видят возможности радикально исправить положение расчетным путем. Необходим эксперимент. Далее обсуждается один из возможных экспериментов, в котором либо будет получена плотная плазма с термоядерной температурой, либо станут понятными неизвестные пока практические ограничения рассматриваемого способа кумуляции энергии.

Очевидные ограничения связаны с увеличением длин свободного пробега частиц при малых плотностях и больших температурах. Введение магнитного поля позволяет реализовать бес-

столкновительные ударные волны с гораздо меньшей шириной фронта δ и удержать частицы некоторое время на ларморовских окружностях. Естественными представляются требования малости δ и ионного ларморовского радиуса r_L по отношению к характерному размеру системы: $L \gg \delta$, $L \gg r_L$. Естественно потребовать также, чтобы исходный относительный перепад плотности на ширине фронта был невелик, $\rho/\rho_0 \gg \delta$, так как расчетные работы сделаны в этом предположении. Вполне возможно, что последнее требование не обязательно, но выяснение этого требует специального рассмотрения.

Согласно теоретическим представлениям /39/, ширина бесстолкновительного ударного фронта в области квазинейтральности $\delta \approx 10 \frac{c}{\omega_0}$, где ω_0 - ленгмюровская плазменная частота, либо $\delta \approx \frac{c}{\Omega_0}$, где Ω_0 - ионная плазменная частота, в случае "опрокидывания" сильной волны. Теоретические расчеты согласуются с экспериментами /40/. В обсуждаемых ниже опытах условия на ширину фронта и ларморовские радиусы выполняются.

Далее рассматривается случай ускорения плоской волны. В цилиндрической геометрии ускорение по понятным причинам было бы большим, но в этом случае трудно создать необходимый перепад плотности. Цилиндрического поршня необходимой скорости и давления также нет. Впрочем, рассматриваемые эксперименты не претендуют на исчерпывающее рассмотрение всех возможностей обсуждаемого метода кумуляции.

В работе А.Л.Фулера и Р.А.Гросса /41/ рассматривается эксперимент по прохождению ударной волны со скоростью 10^8 см/сек в дейтерии при ионной плотности 10^{16} 1/см³ в трубе диаметром 10 см и длиной 10 метров. Особый интерес скорости 10^8 см/сек определяется тем, что достигается температура 10кэв. Эта температура обеспечивает прохождение термоядерных реакций такой интенсивности, что выделение ядерной энергии превышает потери энергии излучением. В работе /41/ не рассматривается способ возбуждения ударных волн с указанными параметрами. Предлагаемый эксперимент может явиться способом получения ударной волны такой скорости при ионной плотности 10^{17} 1/см³.

Основные отличия предлагаемого эксперимента от проведенных и описанных выше состоят во введении магнитного поля, использовании большего перепада плотности и увеличении размеров установки. Параметры приводятся типичные, возможно их совмест-

ное варьирование примерно в несколько раз.

Установка схематически изображена на рис. 12: 1-труба, вдоль которой происходит ускорение; 2- диафрагма; 3 - токовые шины, создающие перпендикулярное оси трубы магнитное поле; 4 - генератор ударной волны взрывного типа. Диаметр трубы 5 см выбран из условия, чтобы он был много больше ширины фронта волны, ларморовских радиусов и дебаевской длины. Увеличение диаметра нежелательно из-за отсутствия генераторов ударной волны такой площади и соображения сохранения однородности потока при разумной длине трубы. Длина трубы 100см представляется оптимальной, если иметь в виду трение, время раскрытия диафрагмы, предполагаемые неоднородности течения холодного газа.

Перепад ионной плотности на участке ускорения принят равным от $n_0 = 10^{21}$ 1/см³ до $n_1 = 10^{17} \frac{1}{\text{см}^3}$. Необходимый перепад плотности может быть создан следующим образом. Секция (ов) ускорительной трубы (1) в исходном состоянии вакуумирована до остаточного давления $\sim 10^{-7}$ мм рт.ст. Секция (вс) заполнена дейтерием при комнатной температуре до давления 20 атм, соответствующего $n_0 = 10^{21}$ 1/см³. После прорыва диафрагмы (2) начинается истечение газа в вакуум. Фронт растекающегося газа движется со скоростью, в пять раз превышающей скорость звука в исходном газе, и достигает точки (о) через ~ 250 мксек. В секции (вс) движется со скоростью звука фронт волны разрежения, которая в этот же момент достигает точки (с). Теоретическое распределение плотности двухатомного газа $n \sim x^5$ /36/. Рабочим участком считаем часть трубы (ас). В точке (а) плотность $n_1 = 10^{17}$ 1/см³. Ускорение на участке (оа) не рассматриваем. Неравномерное и довольно длительное ~ 100 мксек /42/ открывание диафрагмы будет создавать отклонения в распределении плотности от расчетного вдоль трубы и неоднородность в поперечном направлении. Несомненно однако, что полный перепад плотности от начальной в секции (вс) до исходного вакуума в секции (ав) так или иначе реализуется. Слабая чувствительность механизма ускорения к изменению закона распределения плотности в рассмотренных случаях позволяет надеяться, что специальных мер для выравнивания потока не потребуются.

Напряженность начального квазистационарного магнитного поля, перпендикулярного оси трубы, равна 10^5 эрстед. В случае

необходимости изменить напряженность магнитного поля вдоль оси трубы, что может оказаться необходимым, если автомобильный режим при $H = \text{const}$ не будет осуществляться, это может быть достигнуто например изменением ширины токонесущих шин. Необходимый импульсный ток ~ 1 Ма при общей энергии магнитного поля ~ 200 кДж может быть получен с помощью взрывомагнитного генератора /43/ или от конденсаторной батареи.

В качестве генератора ударной волны (4) может быть использовано устройство, подобное употреблявшемуся в описанных выше взрывных опытах, но несколько увеличенных размеров в соответствии с работами Д.Р.Сейла /44/, Б.К.Кроул и Г.Д.Гленна /38/. Скорость плазмы, выходящей из генератора ударной волны, достигает $4 \cdot 10^6$ см/сек, причем преодолеваемое противодавление достигает 10^5 атм /34,38,44,45/.

Разлетающийся после прерыва диафрагмы нейтральный газ с магнитным полем не взаимодействует. Необходимая ионизация, по-видимому, будет производиться сильным ультрафиолетовым излучением, появляющимся при работе генератора ударной волны, поскольку плотная плазма ($n_0 > 10^{21}$ см $^{-3}$) в данном случае излучает как черное тело, причем максимум излучения приходится как раз на область ультрафиолета /45,46/. В резерве остаются другие способы ионизации.

Альфвеновская скорость на участке (ас) ускорительной трубы меняется от $U_{a0} = 4,7 \cdot 10^5$ см/сек до $U_{a1} = 4,7 \cdot 10^7$ см/сек. Поскольку скорость ударной волны возрастает пропорционально увеличению альфвеновской скорости перед фронтом, то при начальной скорости ударной волны $D_0 = 2,5 \cdot 10^6$ см/сек. на другом конце трубы скорость ударной волны достигает $D_1 = 2,5 \cdot 10^8$ см/сек.

В начале движения ударной волны имеем: перед ударным фронтом плотность газа $\rho_0 = 3,3 \cdot 10^{-7}$ г/см 3 ; ионная плотность $n_{i0} = 10^{21}$ см $^{-3}$; напряженность магнитного поля $H_0 = 10^5$ эрстед; альфвеновская скорость $U_{a0} = 4,9 \cdot 10^5$ см/сек; скорость фронта ударной волны $D_0 = 2,5 \cdot 10^6$ см/сек; скорость плазменного поршня $U_0 = 1,8 \cdot 10^6$ см/сек; число Маха $M_0 = 5,1$; за ударным фронтом газокINETическое давление $P_{г0} = 9,0 \cdot 10^4$ атм; магнитное давление $P_{м0} = 4,8 \cdot 10^3$ атм; дебаевская длина d_0 , ларморовский радиус иона r_{i0} , длина свободного пробега λ_0 по отношению к кулоновским столкновениям — много меньше раз-

меров системы. Масса газа 1,4 г. Общая энергия, передаваемая поршнем плазме и магнитному полю, порядка 1 Мдж.

Оценки для тех же величин в конце ускорения: $\rho_1 = 3,3 \cdot 10^{-7}$ г/см 3 ; $n_{i1} = 10^{17}$ см $^{-3}$; $H_1 = 10^5$ э; $U_{a1} = 4,9 \cdot 10^7$ см/сек; $D_1 = 2,5 \cdot 10^8$ см/сек; $M_1 = 5,1$; $P_{г1} = 1,0 \cdot 10^4$ атм; $P_{м1} = 4,8 \cdot 10^3$ атм; $d_1 \approx 10^{-4}$ см; $r_{i1} = 6 \cdot 10^{-2}$ см; $\lambda_1 \approx 10^3$ см. В расчетах всюду показатель адиабаты принят равным $\gamma = \frac{5}{3}$. Ионная температура $T_{i1} = 1,0 \cdot 10^8$ К $^\circ$ в предположении, что ионная и электронная температуры равны. В конце ускорения ударная волна становится бесстолкновительной, ширина фронта $\delta = 10^{-2}$ см. Интенсивность нейтронного выхода при $n_{i1} = 3 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ за фронтом и температуре $T_{i1} = 10^8$ К $^\circ$ равна 10^{17} нейтронов см $^{-3}$ сек $^{-1}$. Выделение ядерной энергии превышает потери, обусловленные тормозным излучением.

Оценка влияния охлаждения плазмы излучением на процесс ускорения показывает, что оно несущественно по крайней мере в конце ускорения, когда плазма становится прозрачной. Уход частиц на стенку вдоль силовых линий магнитного поля можно существенно уменьшить, используя поля ловушечной конфигурации. Например, магнитное поле с замкнутыми силовыми линиями можно получить, пропуская ток не по плоским шинам, как на рис.12, а по стержню, идущему по оси трубы. Ускорение ударной волны происходит в этом случае в зазоре между стержнем и трубой.

Резервом данного устройства является возможность использования двух дополнительных механизмов нагрева плазмы. После прохождения ударной волной всей среды наступает фаза разлета в вакуум. При этом энергия перераспределяется таким образом, что скорость небольшой массы увеличивается. Эффект рассмотрен в обычной газодинамике /15/ и несомненно имеет место также и в магнитной газодинамике. В случае уменьшающегося по направлению движения волны магнитного поля (дополнительное адиабатическое сжатие без применения специальных внешних средств можно осуществить следующим образом. Если в конце трубы в точке (о) имеется преграда, то волна торможения будет распространяться в сторону, противоположную движению, в направлении возрастания плотности и давления. При этом затормозившиеся слои малой плотности и давления сжимаются слоями более плотного газа, имеющего большее давление.

В обычной газодинамике эффект рассмотрен в случае торможения газа, разлетающегося в вакуум /36/ и, по-видимому, имеет место и в магнитной газодинамике.

Описанный эксперимент по получению скорости 10^8 см/сек может быть осуществлен в лабораторных условиях при использовании существующего взрывного оборудования.

Со сделанными выше оговорками можно ставить вопрос о достижении рассматриваемым методом субрелятивистской скорости 10^{10} см/сек, что соответствует энергии протона 100 Мэв. Схема установки остается в принципе такой же, как для получения скорости 10^8 см/сек (рис.12). Основные различия в масштабе эксперимента. Диаметр трубы - 1 метр при длине 10 метров. Перепад ионной плотности от 10^{22} 1/см³ до 10^{12} 1/см³. Магнитное поле в пределах $10^5 \div 10^4$ эрстед. Ударная волна в конце ускорения бесстолкновительная с нарушением квазинейтральности. Энергия, передаваемая от поршня плазме, порядка 10 Гдж. Число протонов, ускоренных до 100 Мэв, в одном импульсе около 10^{17} . Эксперимент по достижению субрелятивистской скорости не является близкой перспективой и поэтому более подробно здесь не рассматривается. В случае достижения скорости 10^8 см/сек дальнейшие возможности станут более ясными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Многочисленные расчетные работы показывают перспективность использования эффекта ускорения ударной волны при движении в среде с уменьшающейся плотностью для получения газовых потоков большой скорости и высокотемпературной плазмы. Особенно это относится к случаю магнитной газодинамики, в рамках которой можно получить большие скорости.

2. Проведенные без магнитного поля эксперименты показывают хорошее согласие с теорией.

3. Возможно проведение экспериментов с перепадом плотности $\sim 10^4$ раз и с использованием магнитного поля. Это, по-видимому, позволит получить скорости ударной волны 10^8 см/сек при концентрации ионов дейтерия 10^{17} 1/см³. Не исключена возможность дальнейшего увеличения скорости.

Авторы признательны Р.З.Сагдееву и Ю.А.Березину за советы при постановке расчетной задачи. Авторы благодарят Б.И.Куликова, В.С.Баранова, Е.А.Кузьминых, Н.Г.Скоробогатых за помощь в проведении экспериментов, студентов-дипломников НГУ М.Н.Сивкова, Ю.В.Стрижко за участие в работе.

Л и т е р а т у р а

1. Г.М.Гандельман, Д.А.Франк-Каменецкий. ДАН СССР, 107, 811, (1956).
2. Д.К.Надежин, Д.А.Франк-Каменецкий. А.Ж., 41, 842, (1964).
3. A. Sakuzai. *Commun. on Pure and Appl. Math.* 13, 353, 1960.
4. Л.И.Седов "Методы подобия и размерности в механике". Гостехиздат, изд. 4-е, 1957.
5. А.С.Компанец. ДАН СССР, 130, 1001, (1960).
6. Ю.П.Райзер. ПМТФ, № 4, 49 (1964).
7. У.Д.Хейз. Механика, сб.пер. № 6, 112, 1968. стр. 51.
8. У.Д.Хейз. Механика, сб.пер. № 6, 112, 1968. стр. 62.
9. Д.Д.Лоумбах, Р.Ф.Пробстин. Механика, сб.пер., № 3, 115, 1969.
10. Ф.Л.Черноусько. ПММ XXIV, в.5, 1960.
11. У.Честер. Сб. "Проблемы механики", в.1У, И.Л., 1963.
12. R.F. Chisnell. *Proc. Roy. Soc. A232, 350-370 (1955)*
13. R.F. Chisnell. *J. Fluid Mech. 2, 286-298 (1957)*
14. G.B. Whitham. *J. Fluid Mech. 4, 337-360 (1958)*
15. Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. "Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений", 2-е изд. Физматгиз, 1966.
16. Г.А.Бёрд. Механика, сб.пер., № 5, 75, 1962.
17. Г.А.Бёрд. Механика, сб.пер., № 1, 95, 1966.

18. J.J. Glass, J. Gordon Hall. *Handbook of Supersonic Aerodynamics. Section 18 Shock Tubes.*
19. D.G. Gould. *The Head-on Collision of Two Shock Waves and a Shock and a Rarefaction Wave in One-Dimensional Flow.* UTIA. Report 17. University of Toronto. 1952.
20. S.A. Colgate, M.H. Johnson. *Phys. Rev. Letters.* 5, 235, 1960.
21. И.С.Шкловский. "Сверхновые звезды". Изд.Науки. Москва, 1966.
22. Е.И.Забабахин. УФН, т. 85, № 4, 1965.
23. Ю.С.Вахрамеев. ПММ, XXX, в.4, 1966.
24. В.П.Коробейников, сб. "Вопросы магнитной гидродинамики и динамики плазмы", Рига, 1962.
25. Бай Ши-И. "Магнитная газодинамика и динамика плазмы", "Мир", 1964.
26. P. Gizeenspan. *Physicks of Fluids. v5 n3 1962.*
27. А.Е.Войтенко, О.П.Соболев. ПМТФ, № 2, 51, 1968.
28. В.В.Немыцкий, В.В.Степанов. "Качественная теория дифференциальных уравнений". Гостехиздат, 1949г.
29. А.А.Андронов, Е.А.Леонтович, И.И.Гордон, А.Г.Майер. "Качественная теория динамических систем второго порядка", Наука, 1966.
30. М.Н.Сивков. Дипломная работа, НГУ, 1969.
31. Р.Д.Рихтмайер. "Разностные методы решения краевых задач", 1960.

32. А.Е.Войтенко, А.Ф.Демчук, Б.И.Куликов. ПТЭ, № 1, 1970.
33. А.С.Дубовик. "Фотографическая регистрация быстропротекающих процессов", "Наука", 1964.
34. А.Е.Войтенко. ЖТФ, 11, № 1, 128, (1966).
35. А.Е.Войтенко. ПМТФ, № 4, 112, 1966.
36. К.П.Станюкович. "Неустановившиеся движения сплошной среды", Гостехиздат, 1955.
37. Н.М.Кузнецов. "Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах", Машиностроение, 1965.
38. В.К. Crowley, H.D. Glenn. "Numerical simulation of a high-energy (Mach 120 to 40) air-shock experiment."
- Доклад на 7-ом Международном симпозиуме по ударным трубам. Торонто, 1969.
39. Р.З.Сагдеев. Вопросы теории плазмы. Выпуск 1У, Госатомиздат, Москва, 1964.
40. С.Г.Алиханов и др. Развитие программы по ударным волнам без столкновений. Доклад на III конференции по исследованиям в области физики плазмы и управляемых термоядерных реакций. Новосибирск, август, 1968.
41. A.L. Fuller, R.A. Gross. *The Phys. of Fluids*, II, 3, 1968.
42. J.E. Dzewzy, Z.A. Walenta. "Determination of diaphragm opening-times and use of diaphragm particle traps in a hypersonic shock tube." Institute for Aerospace studies, University of Toronto 1965.

43. Е.И.Биченков и др. Эксперименты со взрыво-магнитным генератором в лабораторных условиях. ДАН, 183, № 61, (1968).
44. D.R. Sawle. *Astronautica Acta* 14, 5, 1969.

45. А.Е.Войтенко, И.Ш.Модель, И.С.Самоделов. ДАН СССР, 169, № 3, (1966).
46. Ю.А.Зацепин и др. ЖЭТФ, 54, № 1, (1968).

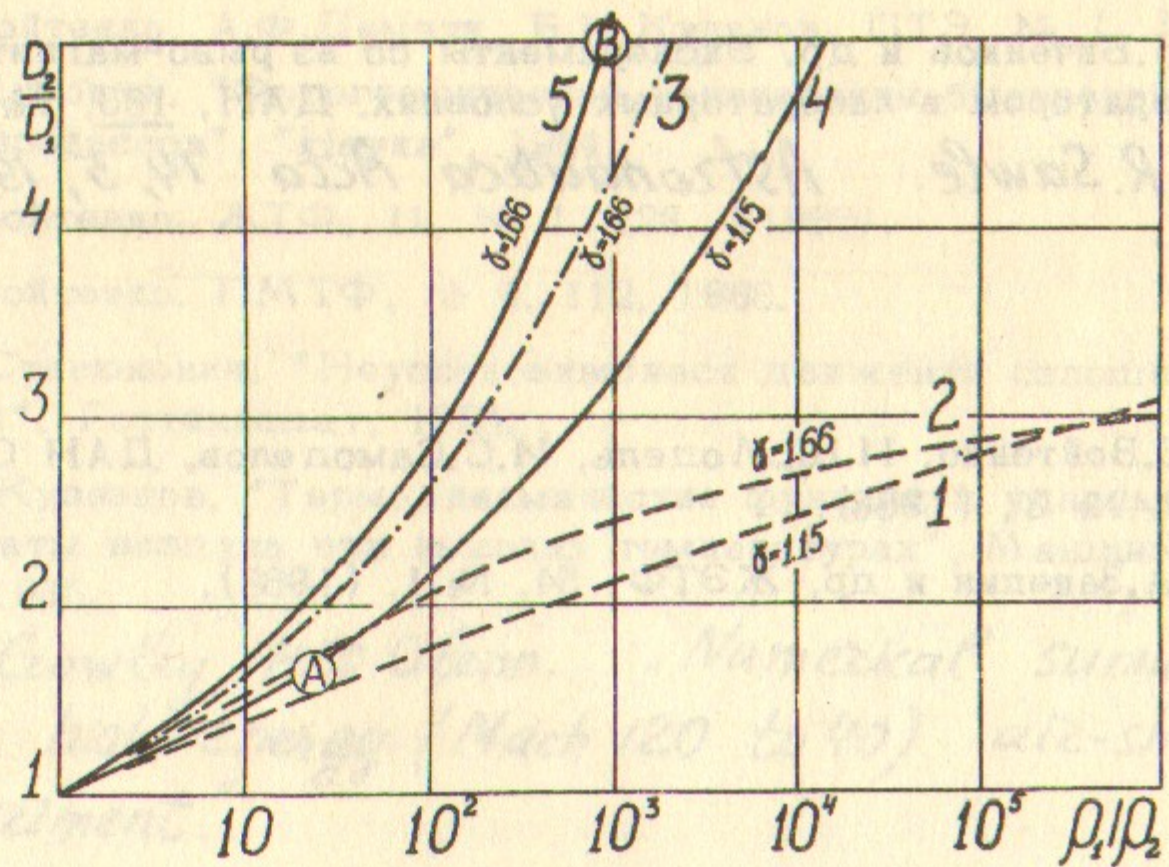


Рис.1. Относительное увеличение скорости в зависимости от перепада плотности.

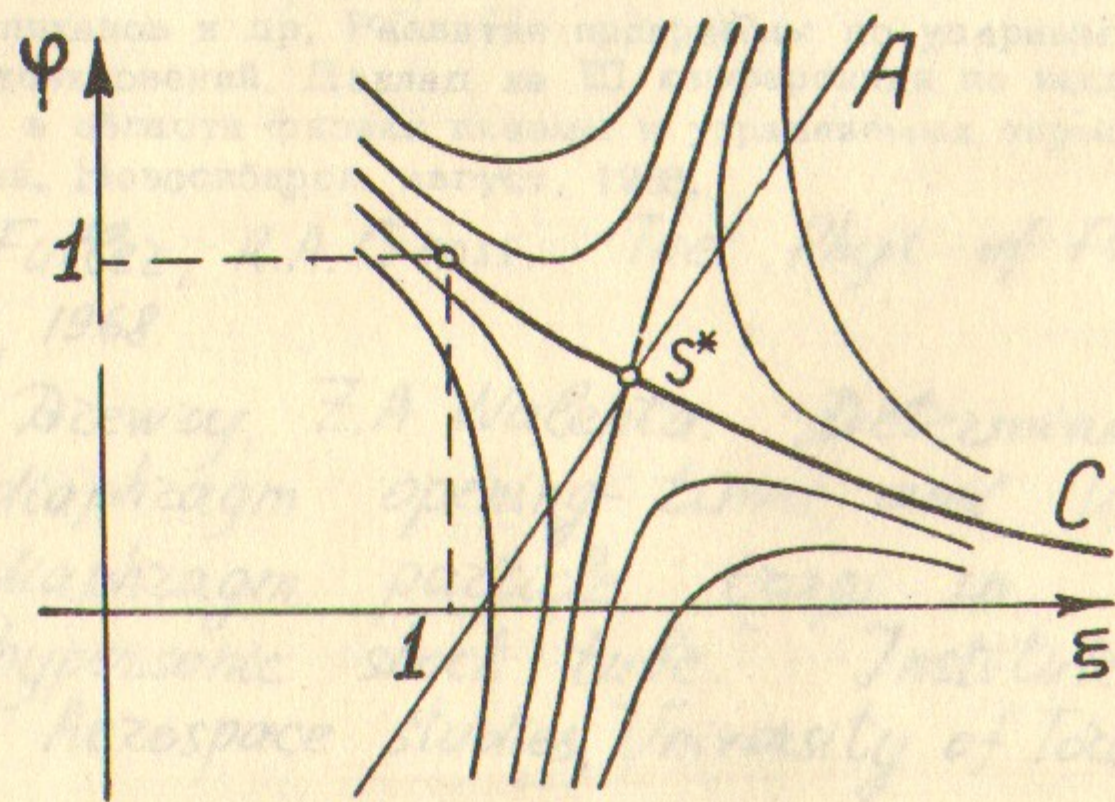


Рис.2. Ход интегральных кривых вблизи особой точки автомодельного решения.

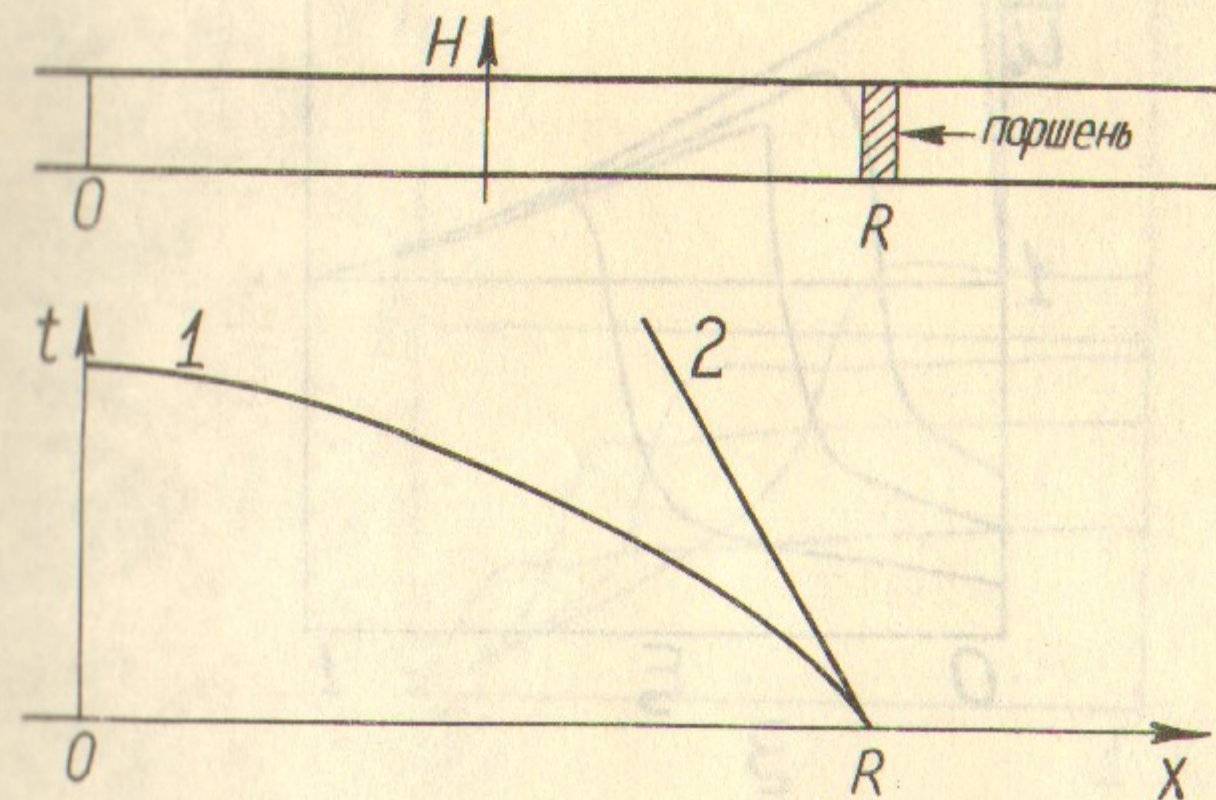


Рис.3. Схема, иллюстрирующая постановку расчетной задачи.

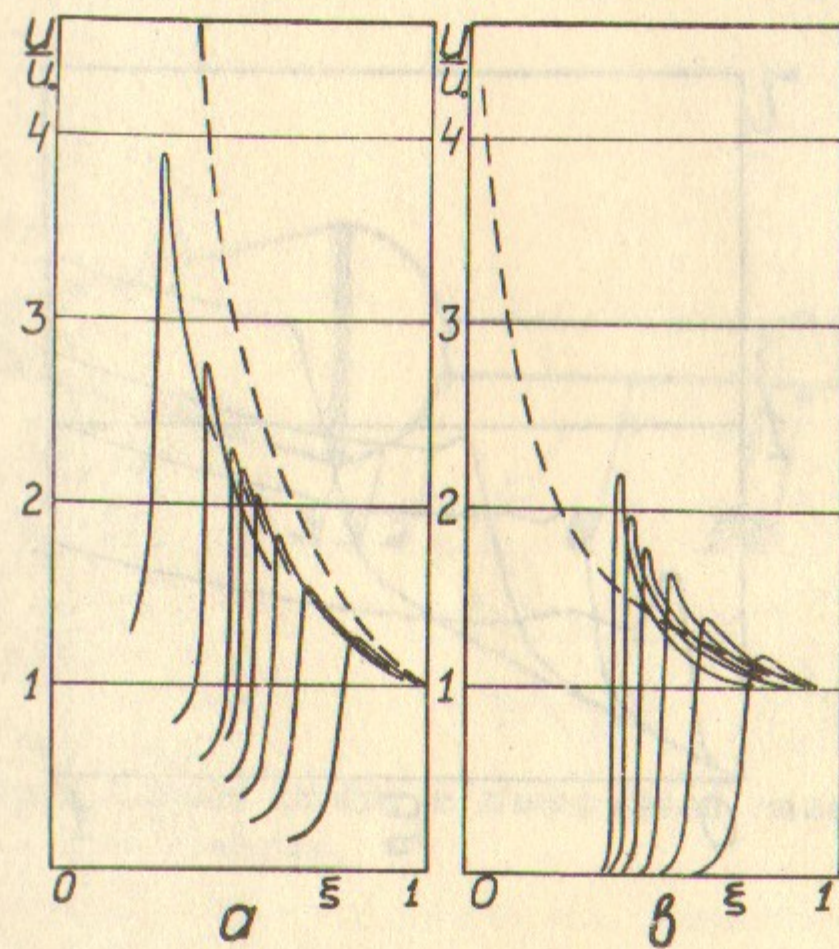


Рис.4. Профили скорости для различных моментов времени.

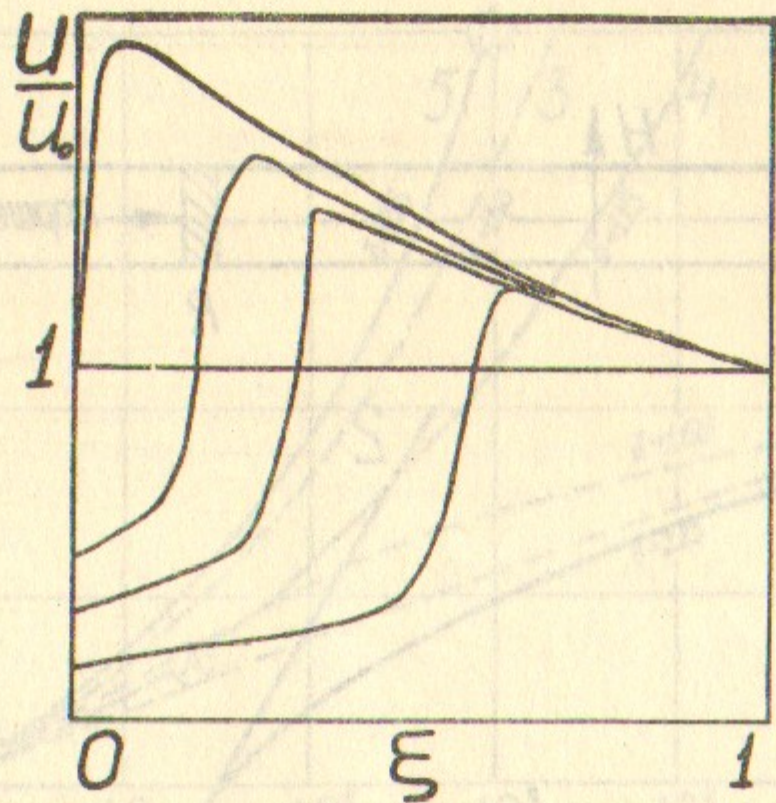


Рис.5. Профили скорости для различных моментов времени.

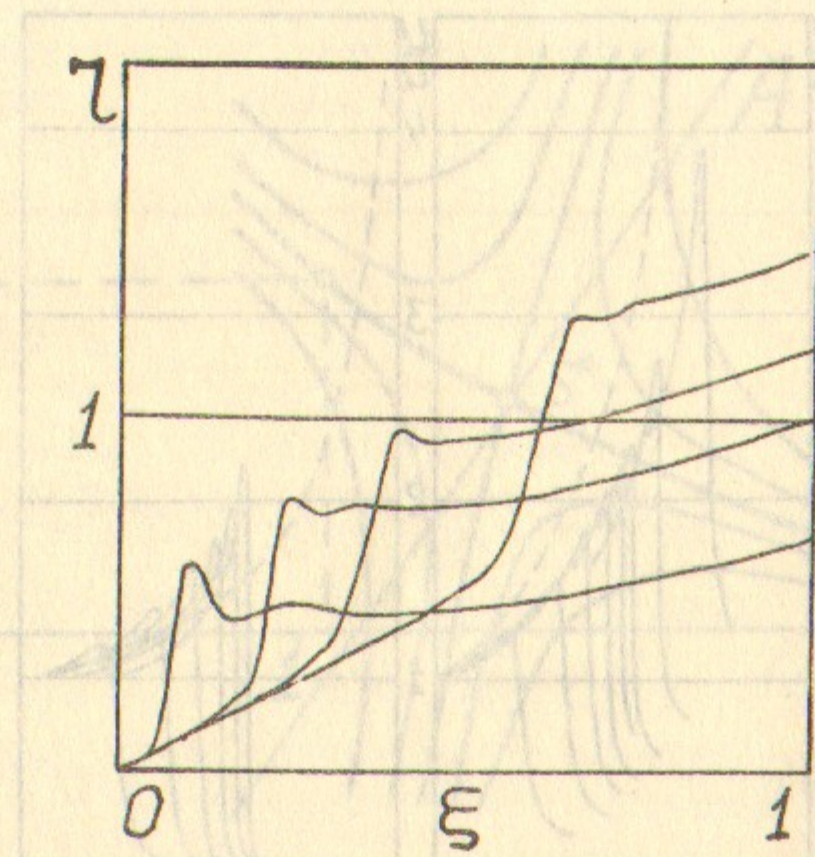


Рис.6. Профили плотности для различных моментов времени.

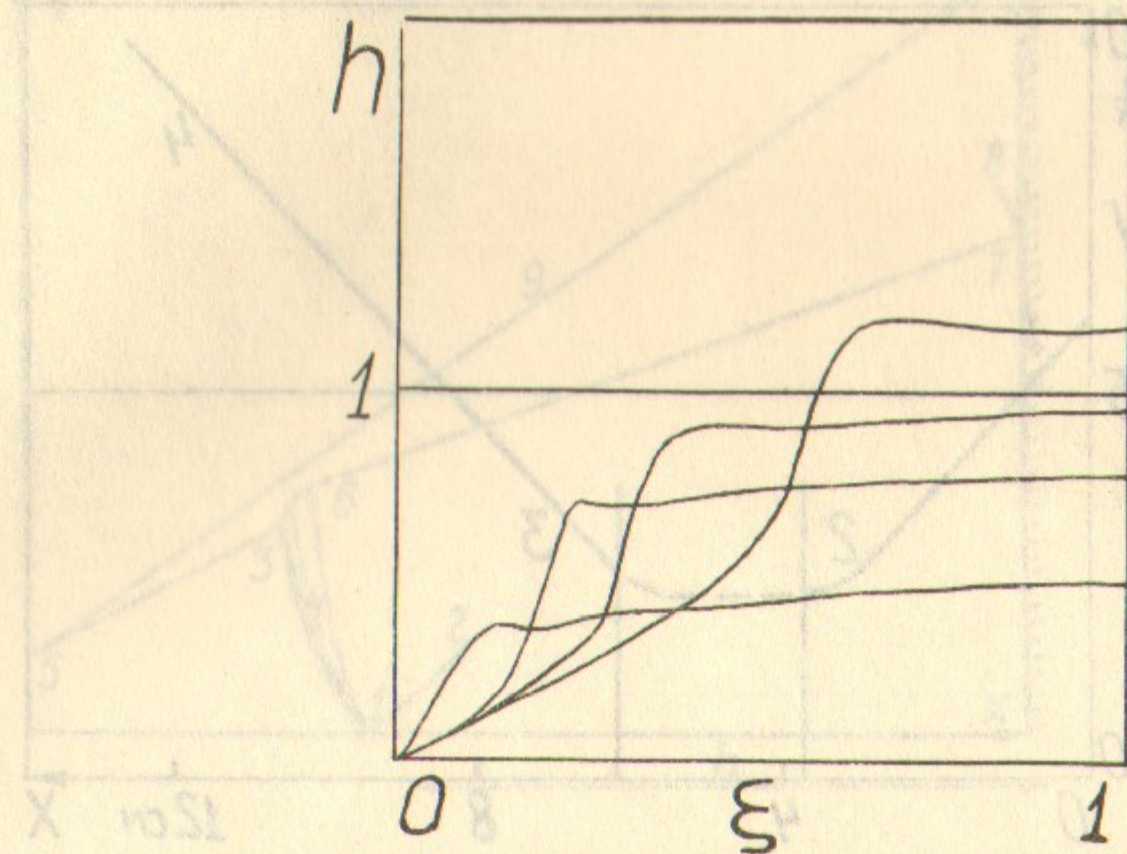


Рис.7. Профили напряженности магнитного поля для различных моментов времени.

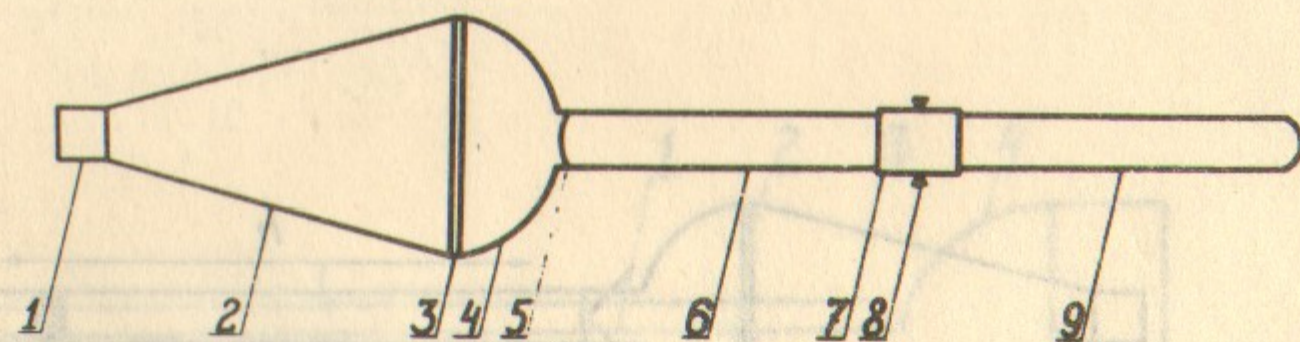


Рис.8. Схема опыта с диффузией газов различной плотности.

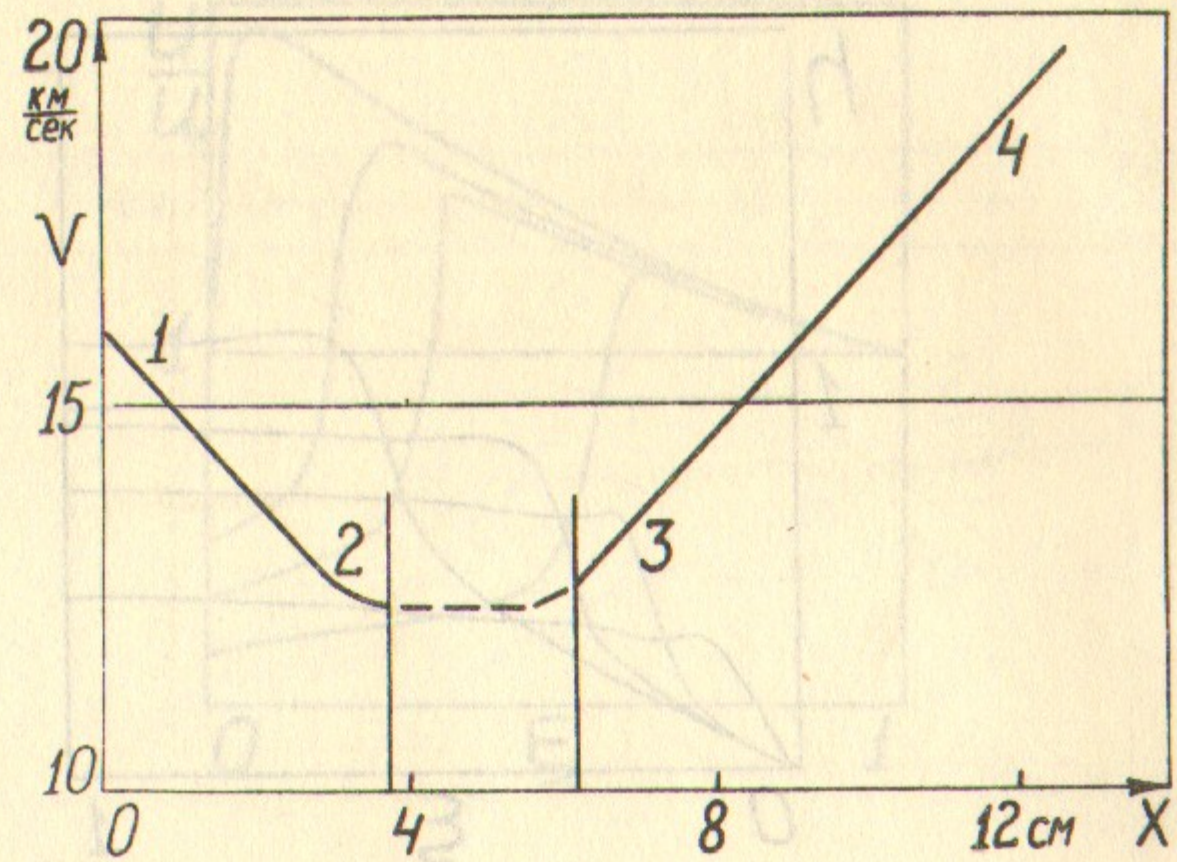


Рис.9. Зависимость скорости фронта от пройденного пути.

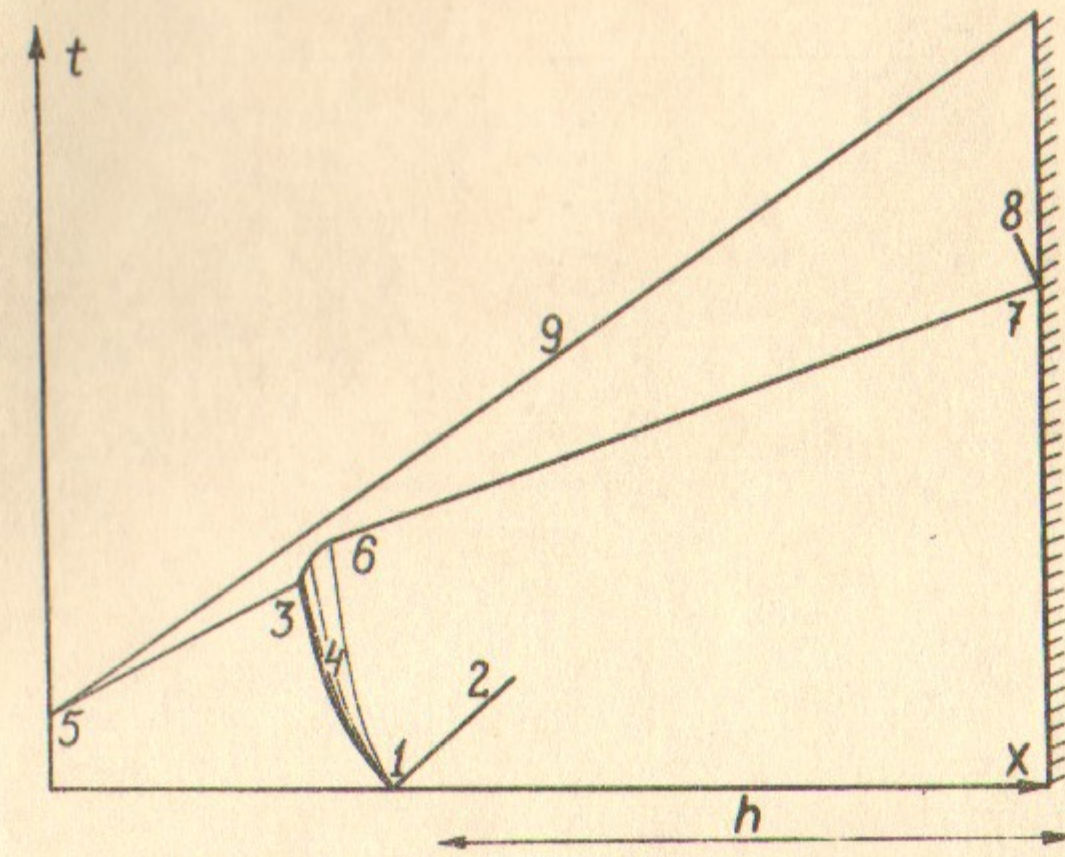


Рис.11. $X-t$ диаграмма опыта с разрывом диафрагмы.

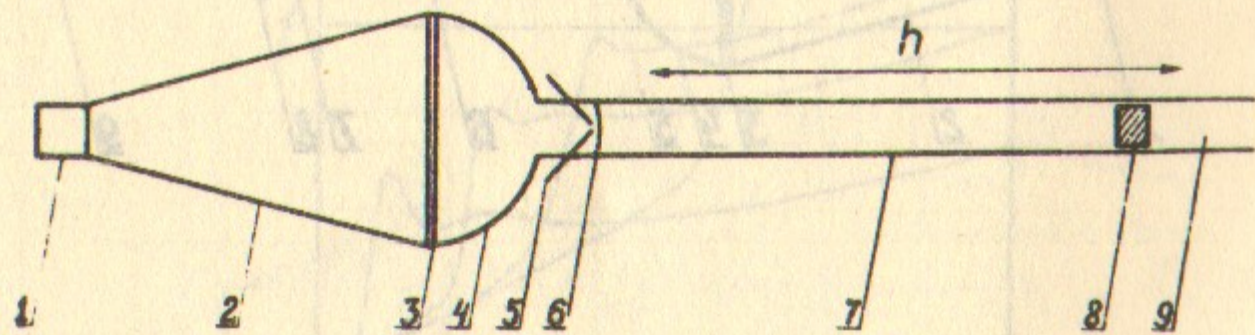


Рис.10. Схема опыта с разрывом диафрагмы.

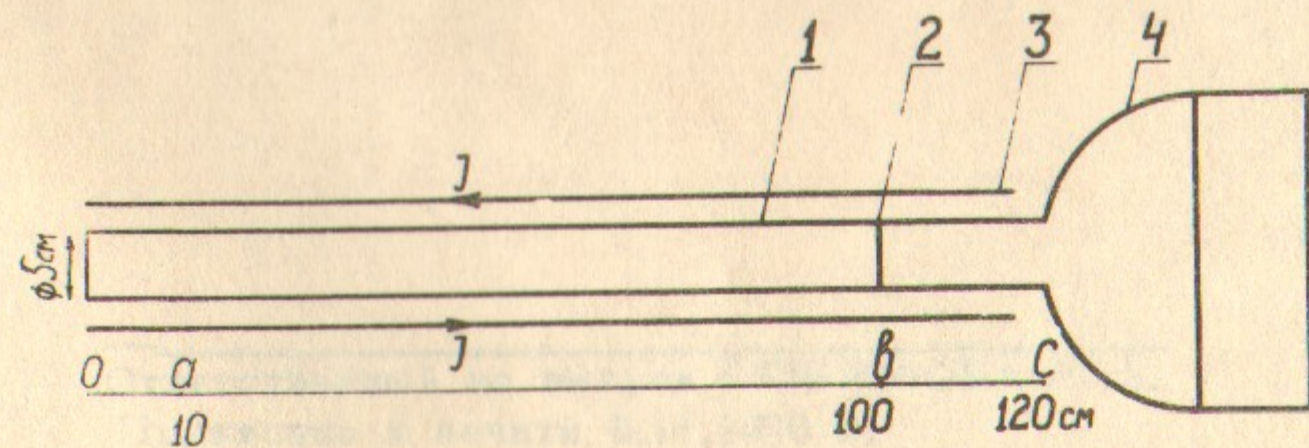


Рис.12. Схема установки для получения скорости 10^8 см/сек.

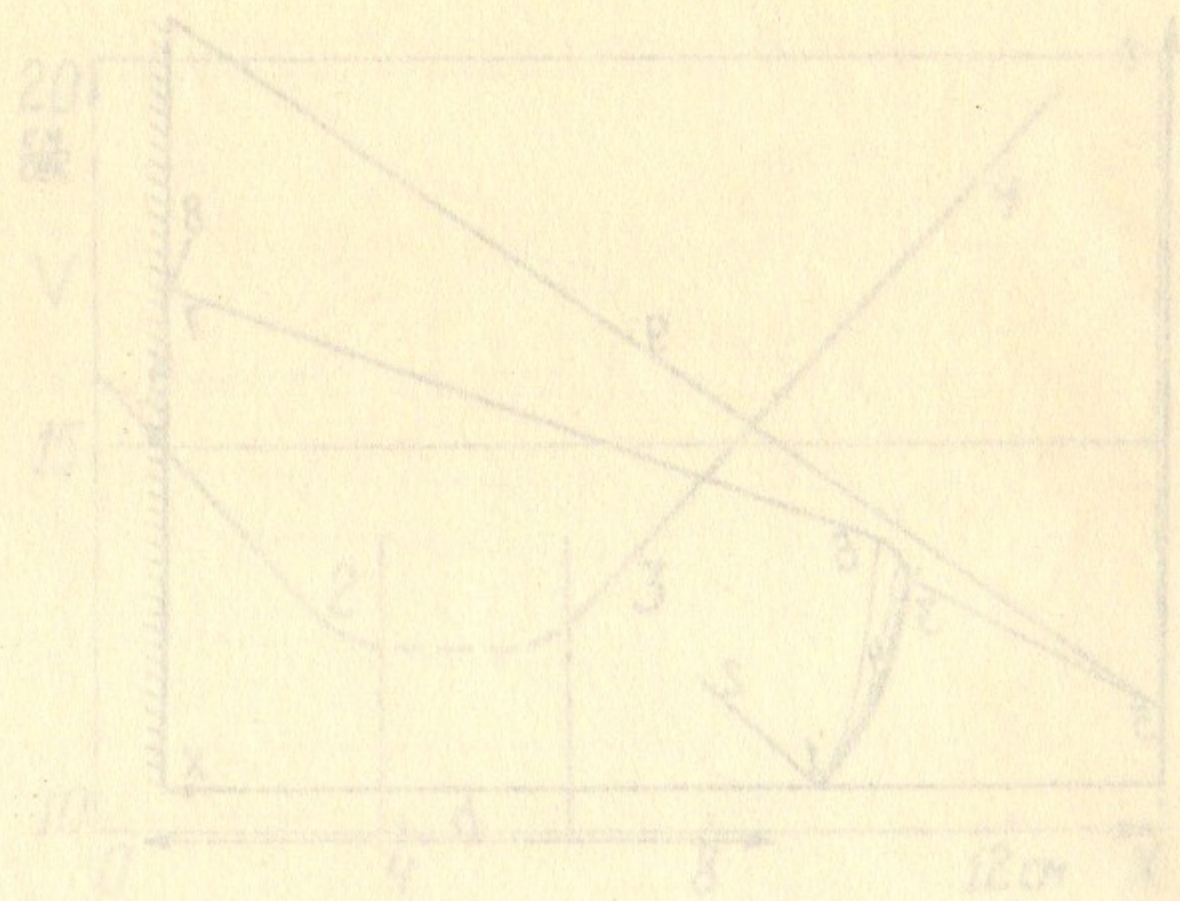


Рис. 9. Зависимость скорости фронта от расстояния от пути.

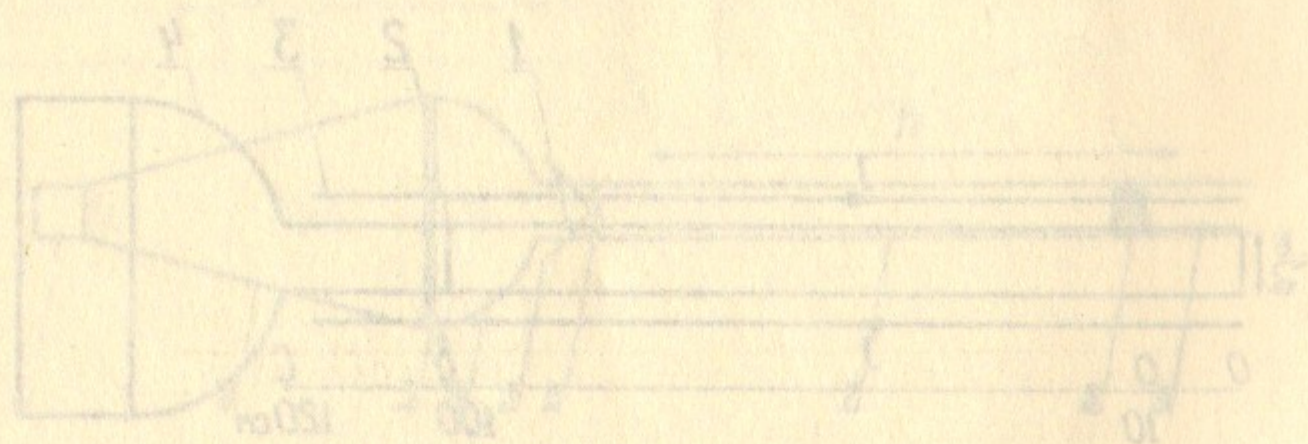


Рис. 10. Схема аппарата для измерения скорости 10 км/сек.

Ответственный за выпуск ЛЮБИМОВА М.А.
 Подписано к печати 5.11.1970 г.
 Усл. 2,0 печ л., тираж 250 экз.
 Заказ № 14, бесплатно. в.г. ПРЕПРИНТ.
 Отпечатано на ротапинтере в ИЯФ СО АН СССР