

8

**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 13 - 70

С.Г.Алиханов, И.К.Конкашбаев

Т Е Р М О Я Д Е Р Н А Я В О Л Н А Г О Р Е Н И Я

Новосибирск

1970

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО
ОТДЕЛЕНИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

С.Г.Алиханов, И.К.Конкашбаев

ТЕРМОЯДЕРНАЯ ВОЛНА ГОРЕНИЯ

А Н Н О Т А Ц И Я

Показано существование стационарной термоядерной волны горения в плотной плазме. Численным интегрированием уравнений баланса плазмы определены параметры волны. Рассматривается возможность осуществления проточного реактора с самоподдерживающейся термоядерной реакцией.

Новосибирск

1970

С точки зрения управляемых термоядерных реакций в плотной плазме представляет интерес исследование возможности существования стационарных волн горения с термоядерной температурой. Поскольку термоядерные реакции являются экзотермическими, то по газу, способному реагировать (дейтерий или смесь дейтерия и трития), возможно распространение двух видов волн горения: дозвуковая термоядерная волна горения, в которой нагревание холодного газа впереди фронта волны происходит за счет переносимой теплопроводностью энергии термоядерных реакций в зоне горения, и сверхзвуковая детонационная ударная волна, рассмотренная в / 1 /.

Распространение термоядерной волны горения имеет некоторые особенности по сравнению с обычной химической / 2 / вследствие относительно большого выделения энергии при термоядерной реакции и больших потерь энергии на излучение в более плотных и, следовательно, низкотемпературных областях. Основным является то обстоятельство, что, как показано в / 3 /, размер зоны горения определяется только давлением и максимальной температурой, которая вследствие экспоненциальной зависимости скорости реакции от температуры мало меняется. Поэтому в термоядерной волне горения газ должен выгорать неполностью, и для определения режима горения необходимо вместе с уравнениями газодинамики рассматривать также уравнение кинетики реакции, которые однозначно определяют все характеристики волны. При этом, в отличие от химической волны горения, заранее не очевидно существование термоядерной волны в виде квазипериодических или уединенных волн.

Ниже рассматривается возможность существования стационарных решений уравнений газодинамики и кинетики реакции в равнокомпонентной смеси дейтерия и трития в виде движущегося с некоторой скоростью V_0 профиля температуры и обсуждается предлагаемый нами проточный реактор с плотной плазмой.

1.

Рассмотрим распространение одномерной волны горения в системе координат, движущейся со скоростью V относительно плазмы, при следующих допущениях:

- 1) справедливо гидродинамическое приближение,

- 2) излучение объемное,
 3) вязкость пренебрежимо мала,
 4) степень выгорания невелика, так что уменьшением коэффициентов переноса и массы потока плазмы из-за изменения состава смеси можно пренебречь, хотя уменьшение концентрации реагирующей смеси Д-Т и увеличение излучения на α -частицах учитывается,
 5) температуры компонент плазмы: электронной T_e , ионной T_i и α -частиц T_α одинаковы.

Справедливость сделанных допущений будет рассмотрена ниже.

Таким образом, решается следующая система уравнений:

уравнение непрерывности

$$\rho v = \text{const} \quad (1a)$$

уравнение баланса импульса

$$P + \rho v^2 = \text{const} \quad (1b)$$

уравнение баланса энергии

$$-\text{div}(\chi \nabla T) = -Q_r + g \epsilon_\alpha + P \text{div} v + \text{div}(\frac{3}{2} P v) \quad (1c)$$

и уравнение кинетики термоядерной реакции

$$\text{div}(n_\alpha v) = g \quad (1d)$$

с начальными условиями при $x=0$

$$\rho = \rho_0, \quad T = T_0, \quad P = P_0, \quad n_\alpha = 0 \quad (2)$$

где: ρ - плотность, v - скорость, P - давление,
 T - температура, χ - коэффициент электронной теплопроводности, g - число реакций в 1 см^{-3} за 1 сек /4/.

$$g = 3,13 \cdot 10^{10} n_D n_T T^{-2/3} \exp(-\frac{2 \cdot 10^2}{T^{1/2}})$$

n_D, n_T, n_α - концентрация дейтерия, трития и α -частиц, соответственно, в выражении для мощности излучения

$$Q_r = (a T^{1/2} + b T^{-1/2}) \cdot (n_D + n_T) \cdot n_e + (a T^{1/2} z^2 + b T^{-1/2} z^4) \cdot n_\alpha \cdot n_e$$

учтено излучение на α -частицах, a, b - коэффициенты из /5/, $\epsilon_\alpha = 3,5 \text{ Мэв}$, энергия α -частиц.

Уравнения (1) с начальными условиями (2) интегрировались численно. На рис. 1 приведено распределение температуры для различных начальных скоростей потока при $P_0 = 10^3 \text{ атм}$. Искомое решение в виде одного периода волны с минимальной температурой 3 эв и максимальной 7,2 кэв получается при скорости

$V_0 = 2,25 \cdot 10^3 \text{ см/сек}$. При меньшей скорости $V < V_0$ решение имеет колебательный характер (рис.1в), а при большей $V > V_0$ решение получается с градиентом температуры на правом конце, что не соответствует предположению о стационарности (рис.1с). На рис.2 приведена зависимость длины волны L , степени выгорания ξ и скорости волны V_0 от начального давления. При малых $\xi \leq 5\%$ и давлениях $P_0 \leq 3 \cdot 10^3 \text{ атм}$ величина $P_0 L = 8,5 \cdot 10^3 \text{ атм км}$ сохраняется, но оказывается несколько большей, чем в случае квазистационарной неподвижной зоны горения $P_0 L = 5,5 \cdot 10^3 \text{ атм км}$ /3/. Скорость волны в этом диапазоне давлений пропорциональна $P^{-1/2}$, а мощность выделяемой энергии пропорциональна P .

Отметим, что в нейтральном газе кроме периодических возможно также распространение уединенных волн с солитоноподобным профилем $T(x)$. Периодический характер полученных решений связан с тем обстоятельством, что рассматривалось распространение волны горения по полностью ионизованной плазме, в которой мощность излучения при понижении температуры не уменьшается.

Анализ полученных результатов показал, что

- 1) длина пробега электронов и ионов дейтерия и трития меньше характерной длины:

$$l_{e,i} \ll dx / d \ln T$$

2) длина пробега фотонов больше характерной длины:

$$l_{\gamma} \gg dx / d \ln T$$

3) число Маха остается меньше единицы как в холодной области $M = 10^{-3} - 10^{-2}$, так и горячей $M = 10^{-1} - 10^{-2}$, так что изменение давления в волне мало и пренебрежение вязкостью оправдано;

4) в интересующем нас диапазоне давлений выгорание мало $\leq 5\%$, что дает ошибку в коэффициенте теплопроводности $\leq 5\%$, изменение в массе $\leq 1\%$;

5) время обмена энергией между электронами и ионами мало $\tau_{ei} \approx 10^{-8}$ сек, $l_{ei}^e \approx 10^3 - 10^4$ см, полная длина торможения α -частиц $l_{\alpha}^e = 3 \cdot 10^5$ см меньше длины волны

$$L = 8,5 \cdot 10^5 \text{ см и можно полагать } T_e = T_i = T_{\alpha} = T$$

некоторое уменьшение коэффициента теплопроводности из-за возможного разрыва электронной и ионной температур несущественно повлияет на результаты расчетов, несколько уменьшая длину волны.

Учет многоквантовой рекомбинации [6] становится необходимым при $T \leq 50$ эв. Некоторое увеличение мощности излучения происходит на небольшом участке и не дает существенного вклада в общую мощность излучения, лишь незначительно уменьшая скорость волны. Таким образом с достаточной степенью точности можно считать сделанные при расчете допущения справедливыми.

II.

Возможность существования стационарной термоядерной волны горения дает основание предложить следующую схему проточного реактора с плотной плазмой (рис.3). В таком реакторе волна горения бежит по движущейся со скоростью волны плазме, так что профиль температуры неподвижен. Цилиндрический

столб плазмы радиуса r удерживается магнитным давлением однородного магнитного поля H , создаваемого сверхпроводящими соленоидами 1. Низкотемпературная D-T плазма большой плотности втекает через входной канал 2 и вытекает через выходной канал 3. Отсутствие магнитного поля в плазме обеспечивается соленоидами, создающими в каналах 2, 3 магнитное поле противоположного направления.

Основным отличием рассматриваемого типа реактора от всех других является существенно самоподдерживающийся характер термоядерной реакции, так как входящий в систему холодный газ нагревается до термоядерной температуры за счет энергии термоядерных реакций в зоне горения, переносимой в холодную область теплопроводностью. Таким образом, система нуждается только в однократном нагреве (разжигания), которое может быть произведено, например, ударным нагревом или мощным релятивистским электронным потоком. Эффективность реактора определяется в основном мощностью, необходимой для охлаждения сверхпроводящих соленоидов.

Перечислим основные проблемы рассматриваемой схемы проточного реактора. Для определенности все численные оценки в дальнейшем будут сделаны для $P_0 = 10^3$ атм.

α -частицы. Образованные в результате термоядерной реакции α -частицы термализуются в зоне горения за время $\tau_{\alpha}^e = 3 \cdot 10^{-4}$ сек, значительно меньшее времени пролета плазмы через эту зону $\sim 10^{-1}$ сек, так что продукты реакции выносятся из системы потоком плазмы.

У д е р ж а н и е. Давление потока плазмы удерживается давлением $H^2 / 8\pi$ продольного магнитного поля и стенками каналов 2,3. Согласно оценке, размытие границы плазмы магнитное за счет диффузии магнитного поля в движущуюся плазму равно:

$$\Delta r \approx \left(\int_0^L \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{dx}{v} \right)^{1/2} \approx 1 \text{ см}$$

б -проводимость плазмы, что накладывает ограничение на минимально возможный радиус плазменного столба.

Т е п л о о т в о д. Большая часть мощности, выделяемой при реакции $t(d,n)He^4$, уносится из горячей области нейтронами (14,1 Мэв) и тормозным излучением ($\approx 1/3$ энергии α -частиц). Остальная довольно значительная часть мощности отводится теплопроводностью в холодные области, где в основном излучается. Вопрос отвода энергии нейтронов и излучения из горячей области подробно рассмотрен в работе /7/. Излучение из холодных областей с $T \ll 1$ кэв и размером $L_1 \sim 10^3$ см слишком велико, чтобы его можно было отвести теплопроводностью стенок, поэтому возникает необходимость тепловой защиты стенок экранящими их потоками очень плотной щелочной плазмы, создаваемых на концах реактора. Росселандова длина пробега излучения при низкой температуре достаточно мала при давлении, равном давлению магнитного поля, $l_v = 1$ см. Таким образом, экранящие потоки плазмы, в которых мощность поглощаемого излучения трансформируется в основном в кинетическую энергию, вместе с преобразователем 4, в котором эта энергия отбирается у плазмы, представляют замкнутый теплообменный контур.

У с т о й ч и в о с т ь. Столб плазмы, контактирующий со стенками и удерживаемый продольным однородным магнитным полем, магнитогидродинамически устойчив /8/. Однако, в таком реакторе помимо МГД устойчивости необходимо исследование устойчивости термоядерной волны горения относительно возмущений температуры или плотности. Так как равновесное распределение температуры определяется диссипативными процессами, то возможно возникновение перегретной и радиационной неустойчивостей.

Термоядерная волна горения устойчива к температурным возмущениям малой длины λ вследствие стабилизирующего эффекта теплопроводности. Условие устойчивости имеет вид:

$$\lambda^2 < (2\pi)^2 \frac{\alpha T}{|Q_r - g\epsilon_\alpha|} \cdot \frac{1}{\left| \frac{d \ln Q_r}{d \ln T} - \frac{d \ln (g\epsilon_\alpha)}{d \ln T} \right|}$$

Отсюда следует, что волна горения неустойчива к возмущениям температуры с длиной λ порядка характерных размеров волны. Однако, в этом пределе такое рассмотрение уже неприменимо. Если плазма все же будет неустойчива относительно длинноволновых возмущений, которые можно рассматривать как изменение температуры в зоне горения, то следствием этого будет изменение скорости "прожигания" холодной плазмы. Для таких возмущений инкремент мал (порядка времени остывания, которое примерно равно 10^{-1} сек), так что неустойчивость можно легко подавить изменением теплоотвода из горячей области, варьируя сечение потока плазмы на концах реактора или, что еще проще, изменением давления.

Необходимо отметить, что, в принципе, размер реактора при данном потоке плазмы можно существенно сократить. Мощность реактора нельзя уменьшить, так как минимальный размер сечения холодной области ограничивается размытием границы плазменного столба. Для существования равновесного распределения температуры необходим определенный поток энергии из горячей области в холодные, поэтому увеличение сечения плазменного столба в горячей области оставит тепловой поток неизменным, но сократит линейный размер зоны горения, т.е. реактора. Очень большое сокращение размера реактора может привести к тому, что длина торможения α -частиц станет порядка или больше длины реактора, однако эффективную длину торможения можно значительно уменьшить, делая границу плазма-магнитное поле слегка гофрированной. Условие устойчивости плазмы, находящейся в хорошем контакте с торцами, в получающейся "пробочной" конфигурации с открытыми концами /8/:

$$L_1^2 < R \Delta r$$

где: R - радиус кривизны границы плазмы, L_1 - размер холодной области, в данном случае выполнимо.

Для иллюстрации приведем параметры проточного реактора для типичного случая $P_0 = 10^3$ атм:

$L = 8,5$ км	$\rho_0 v_0 = 30$ г/сек
$L_1 = 10^3$ см	$r = 3$ см
$H = 150$ кгс	$\Delta r = 1$ см

Мощность, выделяемая в виде кинетической энергии нейтронов

$W_n = 6.10^5$ Мгвт, мощность излучения $W_\alpha = 1,5.10^5$ Мгвт,
всего $7,5 \cdot 10^5$ Мгвт.

В заключение авторы выражают глубокую признательность
Г.И.Будкеру за поддержку и Р.З.Сагдееву за обсуждение и ин-
терес к работе.

Л и т е р а т у р а

1. Ann. Fuller, B. A. Gross. Phys. Fluids,
11, 3, 354 (1968)
2. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. "Механика сплошных сред", М., ОГИЗ,
1944.
3. S. G. Alikhanov, P. Z. Chebotayev, I. K. Konkashbaev,
Nuclear Fusion, 10, 1 (1970)
4. Л.А.Арцимович. "Управляемые термоядерные реакции", М., Физ-
матгиз, 1963.
5. С.А.Каплан, С.Б.Пикельнер. "Межзвездная среда", М., Физматгиз,
1963.
6. С.Т.Беляев, Г.И.Будкер, В кн. "Физика плазмы и проблемы уп-
равляемых термоядерных реакций", 3, М., Изд. АН СССР,
1958.
7. I. J. Spalding, Nuclear Fusion, 8, 161 (1968)
8. А.А.Веденов, Е.П.Велихов, Р.З.Сагдеев. Успехи физических
наук, 73, 701, (1961).

Подписи к рисункам

Рис.1. Распределение температуры в термоядерной волне горения:

а) $V = V_0$; в) $V < V_0$; с) $V > V_0$

Рис.2. Зависимость длины волны L , скорости волны V и степени выгорания смеси ξ от давления.

Рис.3. Схема реактора:

1 - система поглощения нейтронов, теплоотвода и создания магнитного поля;

2,3 - входной и выходной каналы, соответственно;

4 - преобразователь энергии экранирующих потоков;

$\rho_{\text{в}}$ - плотность потока реагирующей смеси;

$\rho_{\text{п}}$ - плотность потока экранирующей плазмы.

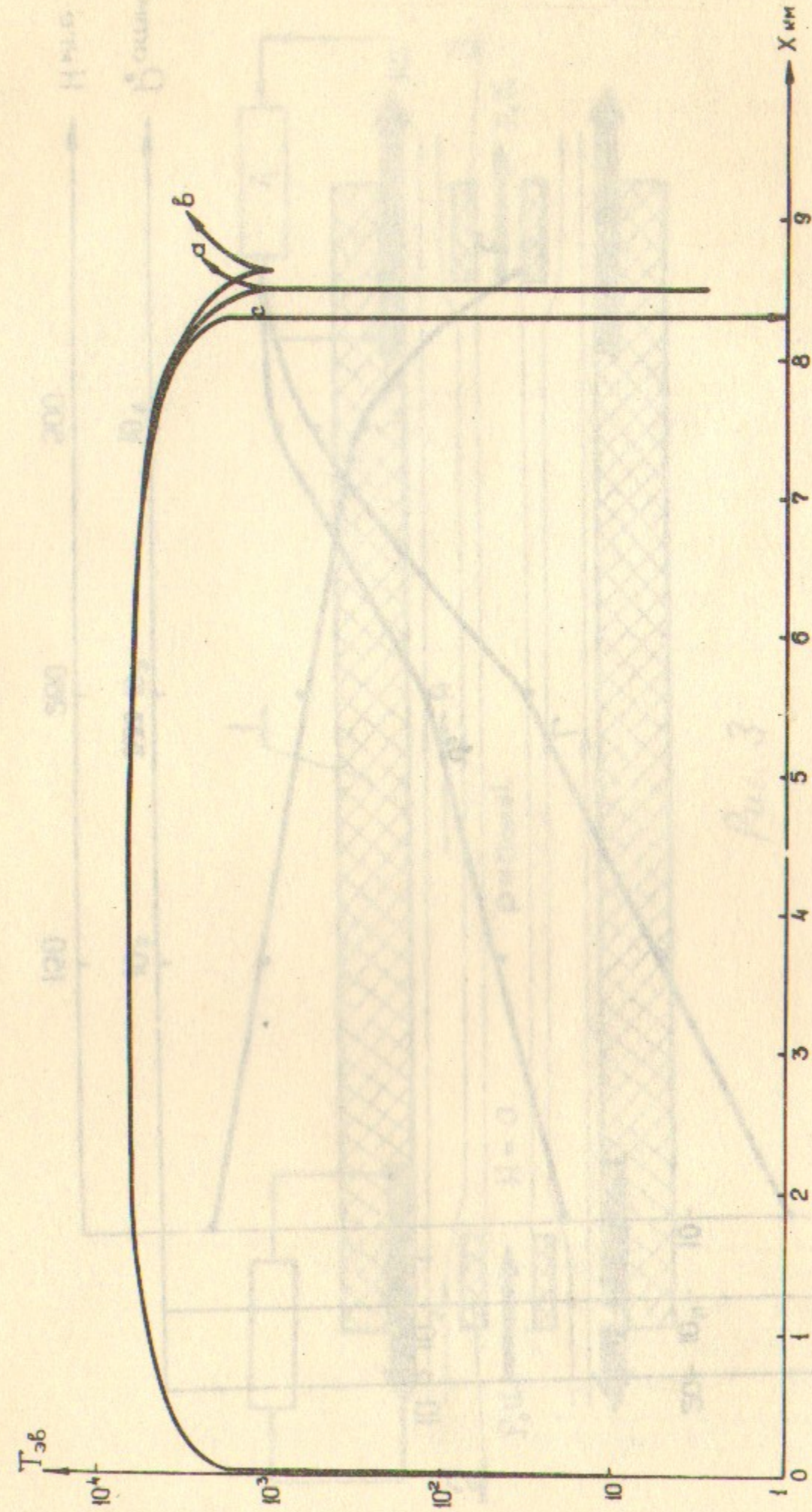


Рис. 1

Рис. 1. Распределение температуры в герметичной камере:

а) $V=V_0$ б) $V < V_0$ в) $V > V_0$

Рис. 2. Зависимость длины волны λ скорости звука c от температуры T в камере.

Рис. 3. Схема реактора:

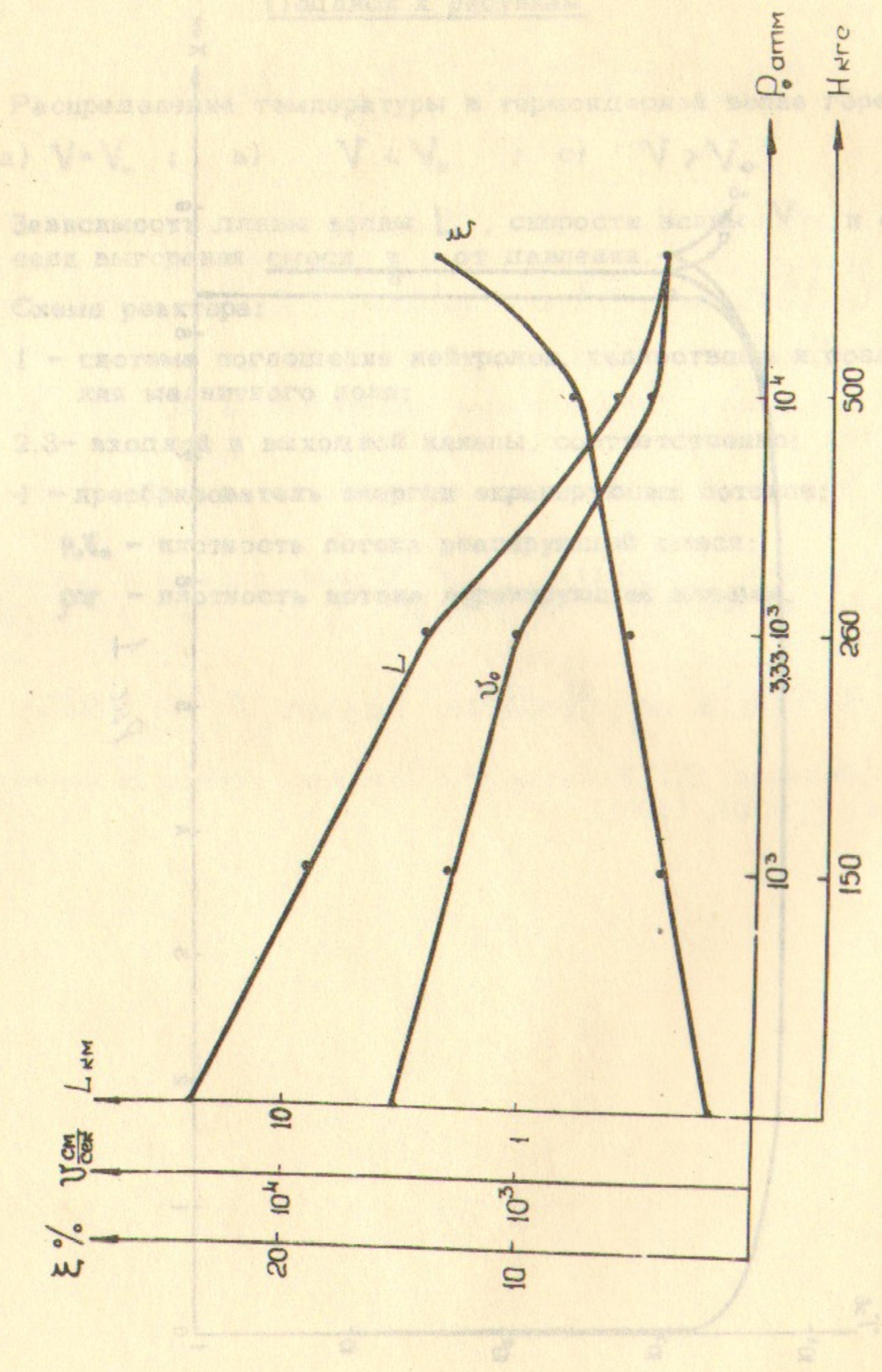


Рис. 2

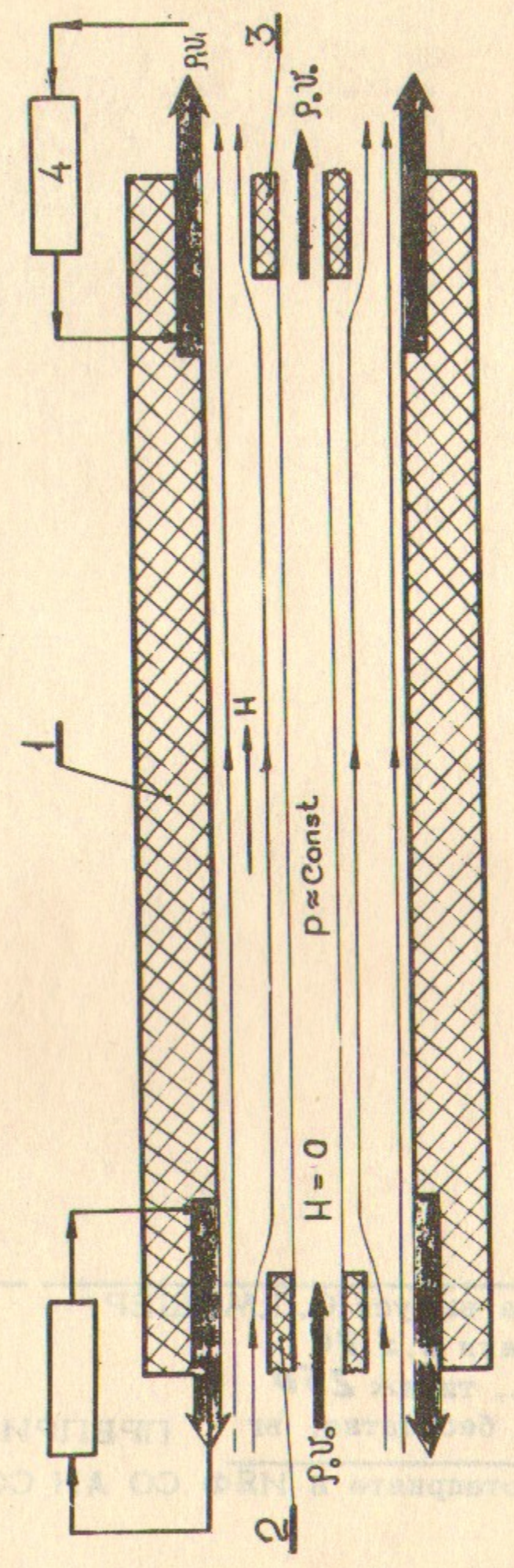
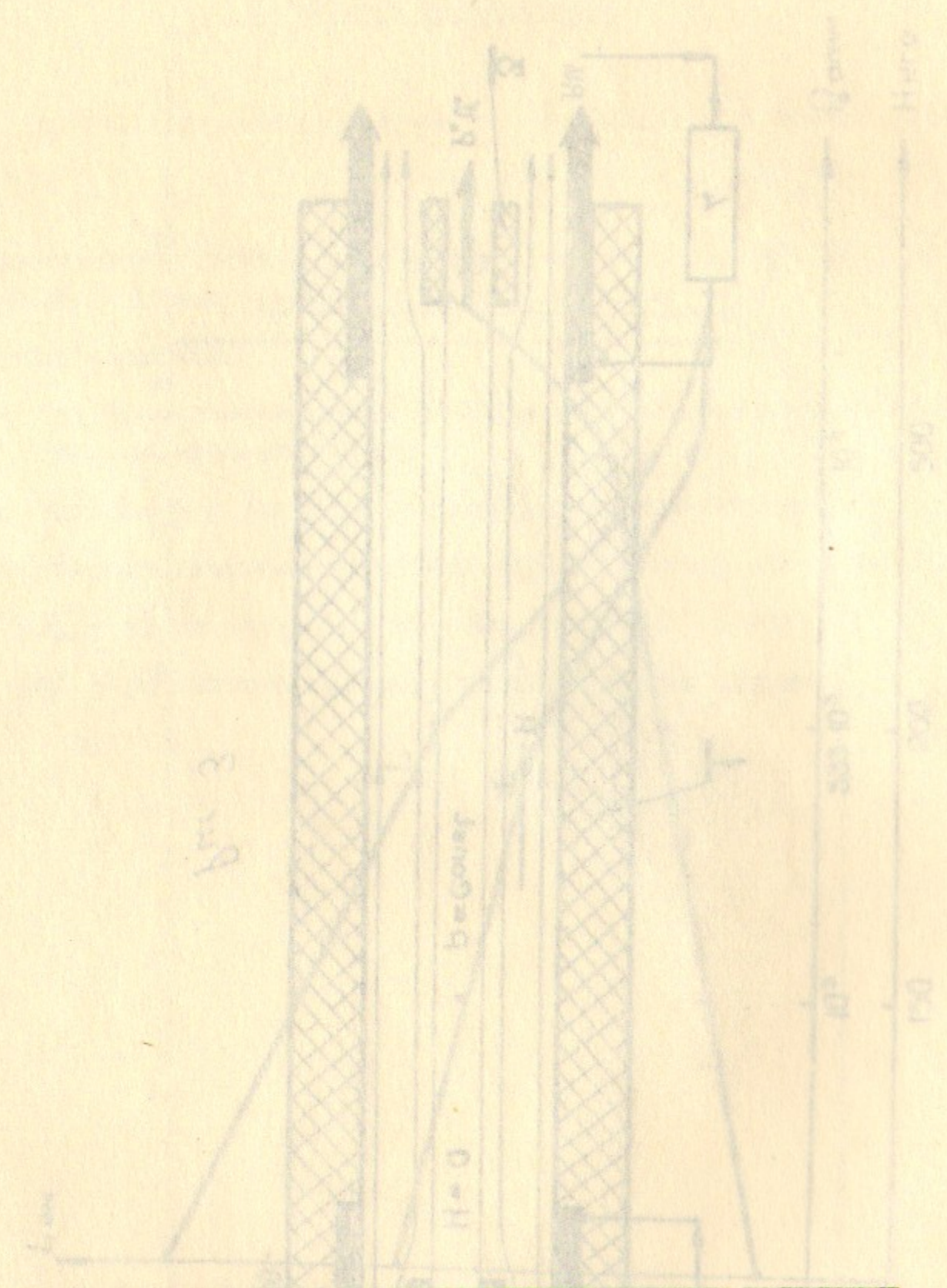


Рис. 3



Ответственный за выпуск С.Л.МУШЕР
 Подписано к печати 3.3.70
 Усл. 0,7 печ.л., тираж 250
 Заказ № 13 , бесплатно, вг ПРЕПРИНТ.
 Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР