

2.46

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

9-

препринт

115

Г.И.Димов

**Водородная струя в вакууме из  
сверхзвукового сопла**

г.Новосибирск 1967

При перезарядной инжекции протонов в ускорители /I/, осуществленной в Институте ядерной физики СО АН СССР, в качестве перезарядной мишени на орбите ускорителя используется водородная сверхзвуковая струя, включаемая на время инжекции от 100 до 1000 мксек.

На рис. I представлена схема устройства для получения водородной струи в вакууме. Из баллона высокого давления водород поступает в камеру быстродействующего клапана. Непосредственно к этой камере присоединено сопло Лаваля, вход которого закрывается клапаном. При отходе клапана водородный поток проходит через сопло, пересекает вакуумную камеру ускорителя и поступает через приёмный конус в резервуар, откачиваемый отдельным вакуумным насосом. Кольцевая щель между входным торцом сопла и фланцем в открытом положении по площади значительно больше минимального сечения сопла. Объем конфузорной части сопла выполнен минимальным, чтобы уменьшить задний фронт импульса водородного потока. Радиус кривизны образующей конфузорной части применяемых нами сопел составляет  $3 \div 5$  диаметров минимального сечения. Диаметр выходного сечения определяется необходимым поперечным размером струи. Длина диффузионной части должна быть много больше диаметра выходного сечения, чтобы уменьшить вклад углового раствора сопла в раствор струи. Однако с увеличением длины сопла возрастает толщина пограничного слоя газа и теплопередача от стенок сопла газу. Угол раствора приёмного конуса должен быть больше углового раствора струи, но не превышать значения, свыше которого на внешней поверхности конуса

возникает нормальный скачок уплотнения /4/. Рассекающий струю край приемного конуса должен иметь радиус кривизны значительно меньше длины пробега молекул около края. Быстрота откачки приемного резервуара должна быть значительно больше пропускной способности приемного конуса.

При заданном выходном сечении сопла число Маха монотонно увеличивается с уменьшением минимального сечения. Плотность струи на выходе из сопла пропорциональна минимальному сечению и начальной плотности газа. Отсюда следует, что для получения хорошей струи заданной плотности необходимо использовать по возможности газ высокого давления. Нами использовался водород под давлением до 150 ата.

На рис.2 приведены расчетные параметры водородной доминарной струи в диффузорной части сопла Лавала для начальной температуры  $T_0 = 300^\circ\text{K}$  и начальных давлений  $P_0$  10 и 100 ата. При расчете учтена зависимость теплоёмкости водорода от температуры, а для  $P_0 = 100$  ата в уравнении состояния газа учтены поправки Ван-де-Ваальса. Понижение теплоёмкости водорода при температурах ниже  $100^\circ\text{K}$  приводит к значительному повышению числа Маха  $M$  на выходе сопла. Поскольку на выходе сопла достигается очень низкая температура водорода, не исключена его конденсация. Точный расчет упругости насыщенных паров водорода чрезвычайно сложен /3/, а экспериментальные данные имеются только для температуры выше  $9^\circ\text{K}$ . В приближенных расчетах безразлично, в какой форме записать предэкспоненциальный множитель. В наших расчетах используется формула Больцмана для плотности насыщенных паров

$$n_{\text{нас}} = C \cdot e^{-\frac{Q}{T}};$$

где  $Q$  - средняя энергия связи молекул в жидкости в градусах; постоянная  $C$  определена по экспериментальным данным для температуры  $10^\circ\text{K}$ .

На рис.2а приведены графики изменения вдоль сопла упругости насыщенных паров  $P_{\text{нас}}$  над плоской поверхностью ( $Q = Q_0$ ) и энергии связи молекул  $Q_{\text{равн.}}$ , соответствующей равновесию между паром и жидкостью при имеющемся давлении. При  $P_0 = 100$  ата равновесная энергия связи молекул в жидкости снижается до  $35^\circ$  в кон-

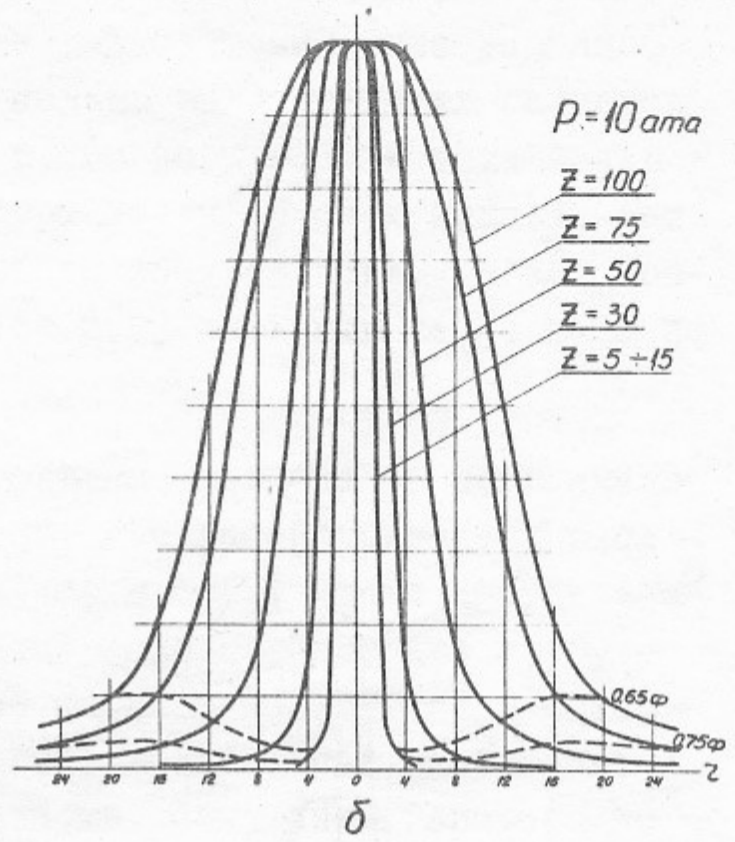
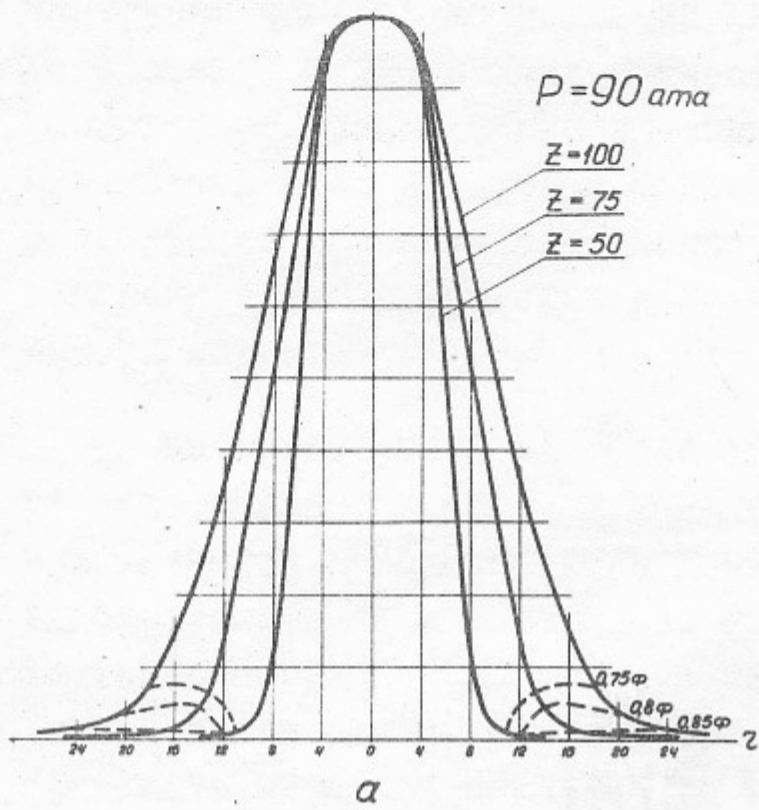
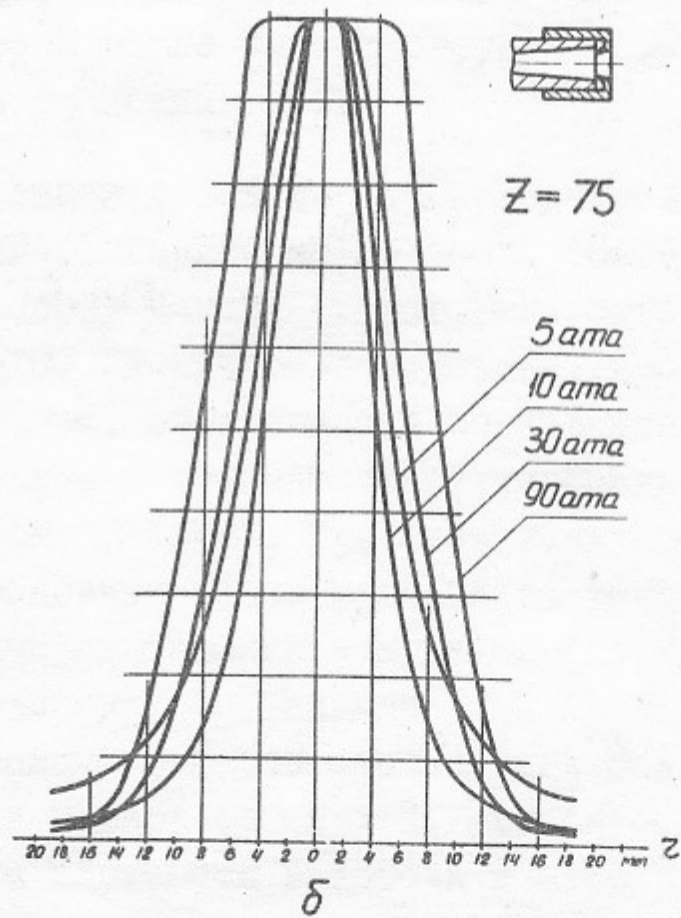
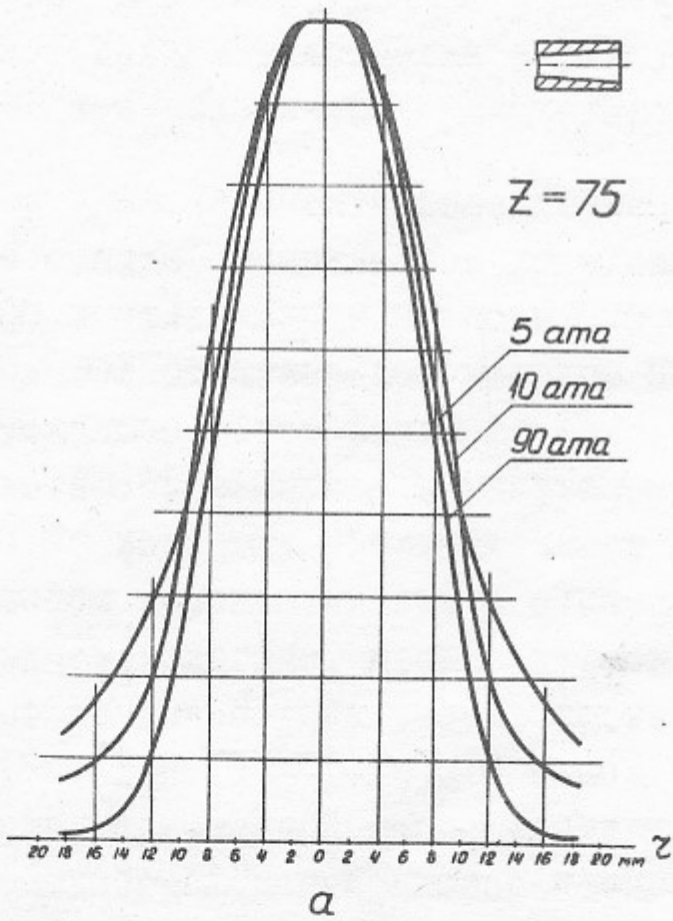


Рис. 7



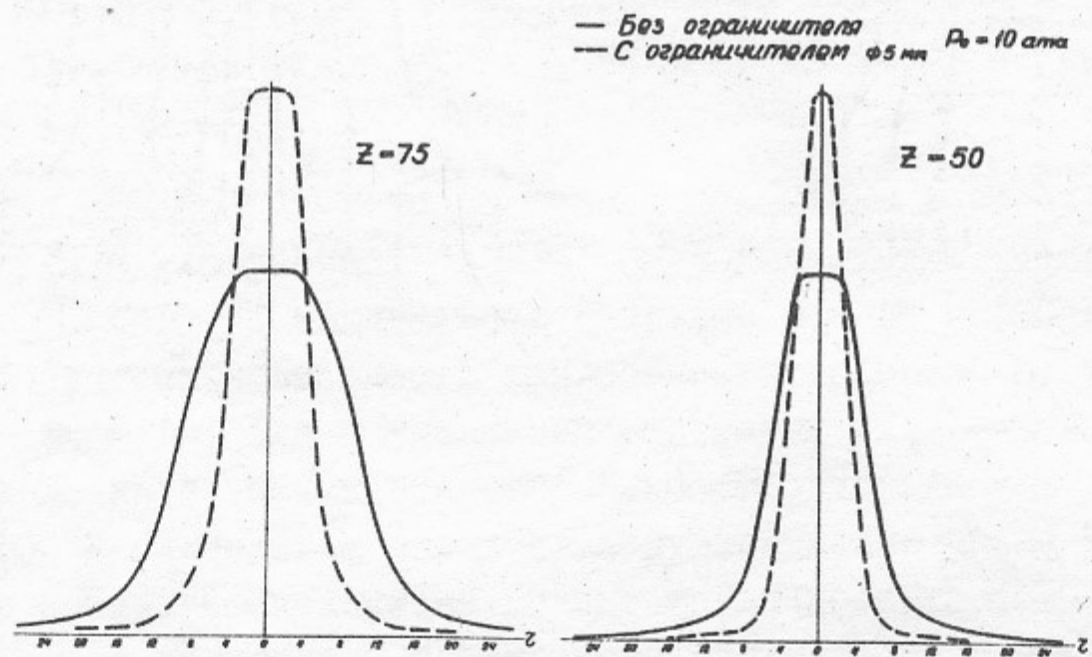


Рис. 9

ных центров конденсации. Степень конденсации не зависит от концентрации центров конденсации (если концентрация выше указанного предела) и для мелких примесей сильно зависит от их размеров. Конденсация газа в струе приводит к его нагреву или ослаблению охлаждения его. Повышение температуры струи за счет конденсации ослабляется при повышении концентрации центров конденсации. Конденсация в струе приводит к значительному снижению числа Маха на выходе сопла.

Качество струи из сопла существенно зависит от пограничного слоя и наличия скачков уплотнения. Для рассматриваемых входных давлений водорода числа Рейнольдса в сопле имеют достаточно высокое значение и совершенно не исключено образование турбулентного пограничного слоя, а также скачков уплотнений в конфузорной части сопла. Поэтому при изготовлении сопла необходимо принимать меры для сведения до минимума возмущений газового потока, особенно на входе в сопло. Расчет турбулентного потока и скачков уплотнения в сопле чрезвычайно сложен. Не следует считать недостижимым и получение ламинарной струи. При длине сопла  $\sim 5$  см толщина ламинарного пограничного слоя не превышает  $\sim 0,1$  мм на выходе и поэтому взаимодействие струи со стенками сопла в этом случае не может играть существенной роли. Образование скачков уплотнения в диффузоре и после выхода струи в вакуум без конденсации не представляется возможным /5/.

Экспериментальное изучение струи в вакууме производилось на стенде, выполненном по схеме рис. I. Приемник водорода объемом 300 л откачивался насосом Н-5, рабочая камера (со струей) объемом 20 л откачивалась насосом ЦВЛ-100. Количество водорода, пропускаемое через сопло за один импульс, определялось по повышению плотности водорода в вакуумном объеме с помощью отградуированного по водороду ионизационного манометра ЛМ-2. При этом вакуумные насосы перекрывались, а откачка основных газов и паров, за исключением водорода, производилась вымораживающими ловушками (парциальное давление всех газов, кроме водорода, составляло  $0,5 \div 1,0 \cdot 10^{-6}$  торр). С помощью лампы ЛМ-2 без стеклянного баллона, помещенной непосредственно в камеру со струей, измерялось осциллографом импульсное повышение плотности водорода в этой камере за время прохождения струи. Поскольку время выравнивания

давлений водорода между рабочей камерой и приемником водорода много больше времени работы струи, указанное измерение позволяло достаточно точно определять количество водорода, не проходящего в приемник. Варьирование диаметра входного отверстия приёмного конуса и расстояния между ним и выходным торцом сопла с измерением доли непроходящего в приемник водорода, позволило определить радиальное распределение водородного потока в струе на различных расстояниях от сопла.

Распределение плотности водорода в струе измерялось также с помощью подвижной миниатюрной ионизационной лампы. Конструкция лампы схематически представлена на рис.3. Лампа трехэлектродная, типа /6/. Анод и ионный коллектор лампы выполнены в виде прямоугольных пластинок из молибдена, размером  $2 \times 5 \times 0,1$  мм<sup>3</sup>, расположенных параллельно с зазором в 0,5 мм. Посредине между ними расположена катодная нить из вольфрама диаметром 0,1 мм. Ток эмиссии 50 мка, ограничивается пространственным зарядом ионов. Потенциал анода + 60в, потенциал коллектора - 60в. Питание лампы стабилизировано. Сопротивление в цепи коллектора до 300ком, подключается к осциллографу через катодный повторитель с усилителем. Ёмкость коллекторной цепи 20 пф. Лампа градуировалась при стационарной плотности водорода. Зависимость плотности водорода от тока коллектора представлена на рис.3. Диапазон измеряемых давлений  $5 \cdot 10^{-4} \div 50$  торр. Чувствительность лампы может быть повышена обезгаживанием электродов и повышением тока эмиссии. Ионизационная лампа позволяла измерять плотность газа в сверхзвуковой струе только там, где она была относительно невелика. Это ограничение связано не только с наличием столетовского максимума коллекторного тока, но и с образованием на электродах лампы скачков уплотнения. С помощью ионизационной лампы определялась зависимость водородного потока от времени, а также измерялись скорости переднего и заднего фронтов струи. На рис.4 представлены осциллограммы сигналов с ионизационных ламп:

а - сигнал с миниатюрной лампы в струе, б - сигнал с оголённой лампы ЛМ-2 в камере струи.

Измеренная величина потока водорода через сопло Лавала при диаметре минимального отверстия  $d_{min} \geq 0,05$  мм и давлении водорода на входе сопла  $p_0 \geq 10$  ата достаточно точно

совпадает с расчетным значением для одномерного потока идеального газа ( $\Phi = 4,4 \cdot 10^3 \cdot n_0 \sqrt{T_0} S_{min}$ ). Измеренная скорость фронтов газовой струи с точностью до 20% совпадает с расчетной предельной сверхзвуковой скоростью водорода  $2,75 \cdot 10^5$  см/сек.

На рис.5а представлена геометрия описываемого сопла. Диаметры минимального и выходного сечений сопла 0,2 мм и 6 мм соответственно ( $d/d_{min} = 30$ ). Диффузорная часть сопла, общей длиной 44 мм, имеет на выходе цилиндрический участок, длиной 12 мм. Замена диффузора с цилиндрическим участком на конический диффузор (рис.5б) не привела к заметному изменению структуры струи.

На рис.6 представлено распределение газового потока в пространстве после выхода из сопла, измеренное методом разделяющего конуса. На рис.7 представлено поперечное распределение плотности газа в нескольких сечениях по оси струи  $Z$ , измеренное ионизационным датчиком. На рис.8а представлена зависимость радиального распределения газа от начального давления при  $Z = 7,5$  см. По характеру поперечного распределения струю из сопла можно разделить на основную и периферийную части. Поперечный размер основной струи слабо зависит от начального давления, однако доля периферийного газового потока значительно возрастает с уменьшением начального давления. При  $p_0 = 90$  ата в основной части находится  $\sim 85\%$  потока, а при  $p_0 = 10$  ата —  $60 \div 70\%$  (см.рис.7). Расходимость газового потока в приаксиальной области ( $\sim 25\%$  по потоку) не зависит от начального давления (см.рис.6). Среднее число Маха в основной струе  $\sim 12$  для  $p_0 = 90$  ата и  $\sim 8$  для

$p_0 = 10$  ата. Число Маха вычислялось по распределению потока в струе аналогично расчетам /4/. На выходе из сопла поперечный размер основной струи значительно меньше диаметра выходного сечения сопла и составляет  $\sim 2,5$  мм. При  $p_0 = 10$  ата удалось установить, что после выхода из сопла на расстоянии до  $10 \div 15$  мм диаметр основной струи несколько уменьшается, а плотность на оси струи немного возрастает. Непосредственно после выхода из сопла на оси струи имеет место очень высокая плотность водорода до  $10^{19} \frac{\text{мол}}{\text{см}^3}$  при  $p_0 = 100$  ата.

С целью проверки измерений на выходе сопла устанавливался конический ограничитель (см.рис.5в) с внутренним диаметром от



5,5 до 3 мм. При  $p_0 = 90$  ата ограничитель оказывал очень малое влияние на структуру струи. Однако при понижении начального давления наблюдалось уменьшение поперечного размера основной струи (см. рис. 8б). При  $p_0 = 10$  ата сужение основной струи было максимальным при диаметре ограничителя 5,6 мм. На рис. 9 показано влияние ограничителя на поперечное распределение газа в этом случае. Уменьшение расходимости потока газа в этом случае имеет место только в центральной части струи, на периферии струи расходимость потока не изменяется.

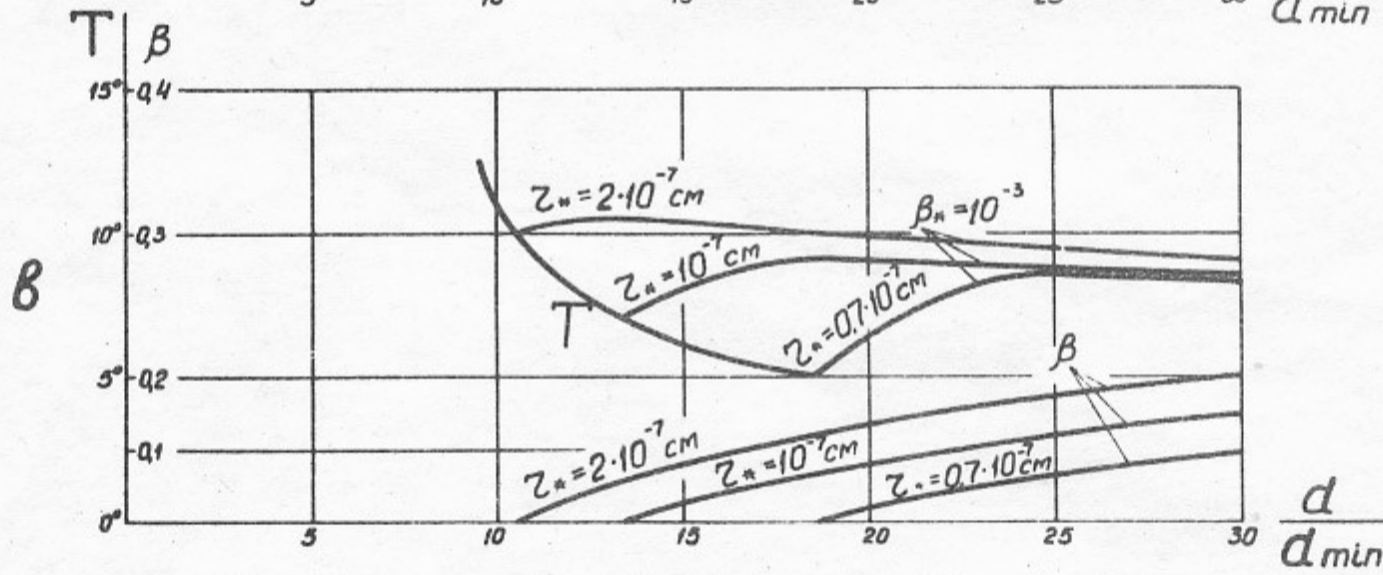
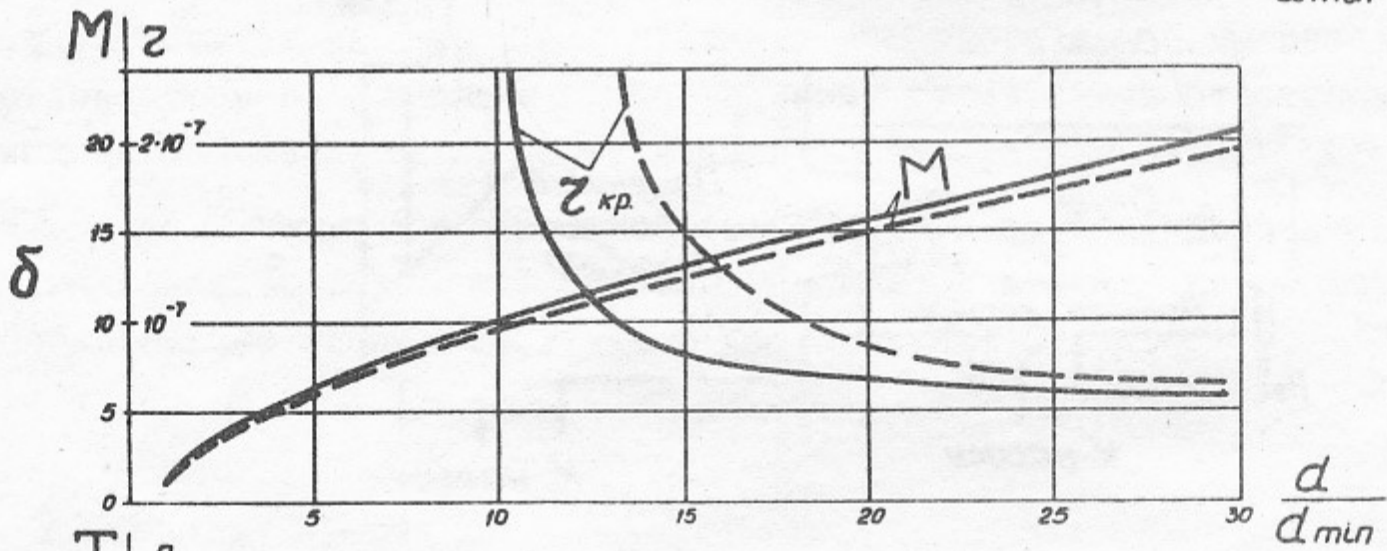
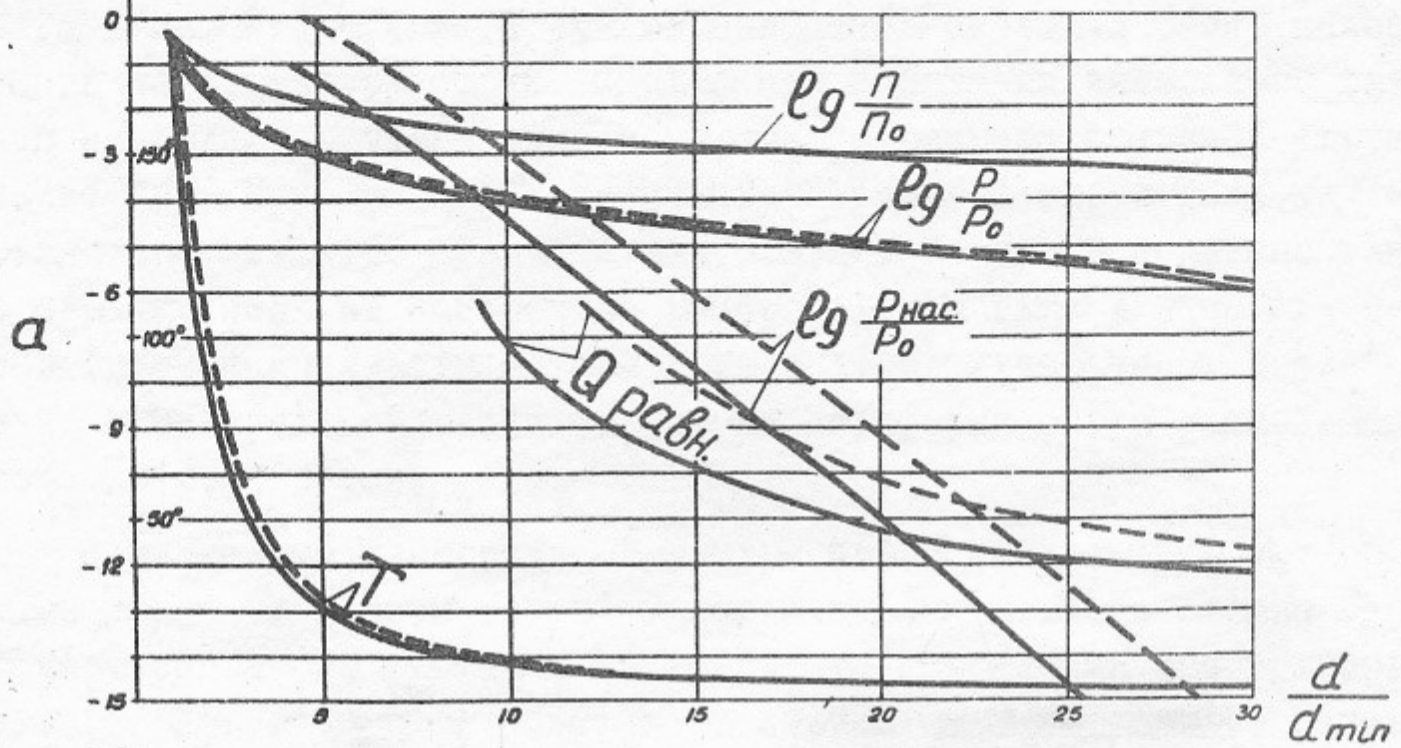
Приведенные измерения структуры струи свидетельствуют об отрыве струи от стенок сопла. С целью выяснить место отрыва струи диффузор сопла был укорочен до 22 мм при сохранении его углового раствора. При этом отрыва струи от стенок не наблюдалось, раствор струи увеличился на 30%. При удлинении диффузора до 66 мм раствор основной струи не изменился. По-видимому отрыв струи от стенок происходит примерно в 30 мм от начала диффузора ( $d/d_{мин} \sim 20$ ).

Не исключено, что причиной отрыва струи от конфузора является конденсация водорода. Для выяснения этой причины необходимо более детальное экспериментальное исследование струи.



Рис. I

$\lg \frac{n}{n_0}; \lg \frac{P}{P_0}; T; Q$



—  $P_0 = 100 \text{ атм}$ ; ---  $P_0 = 10 \text{ атм}$ ;  $T_0 = 300^\circ \text{K}$

Рис. 2

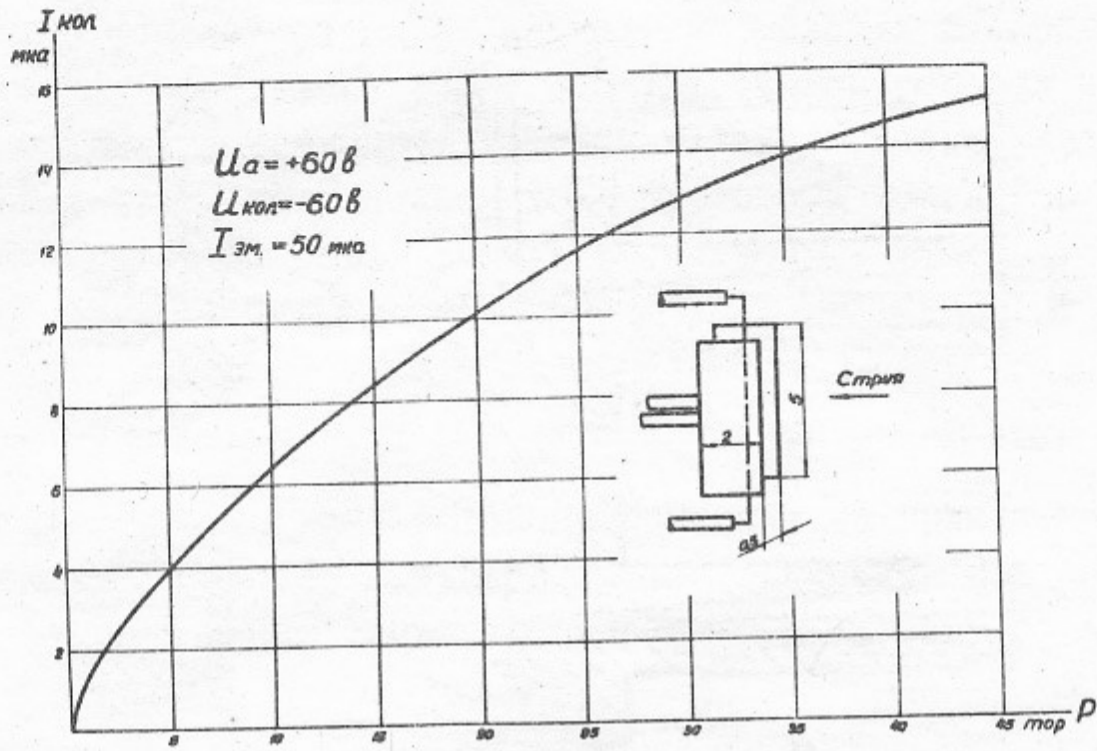


Рис. 3

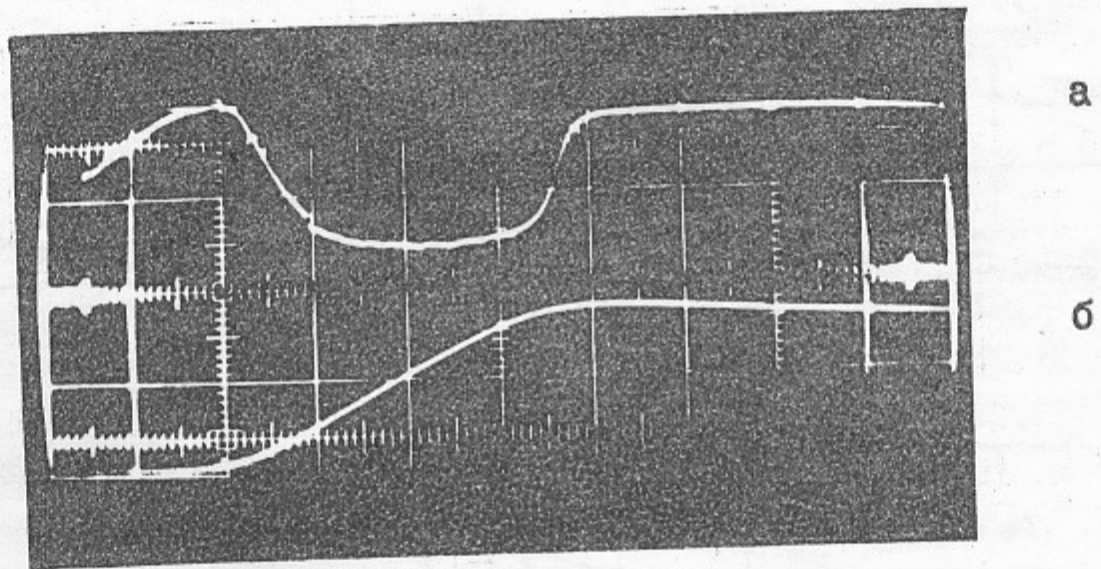


Рис. 4. По горизонтали 100 мксек/см.

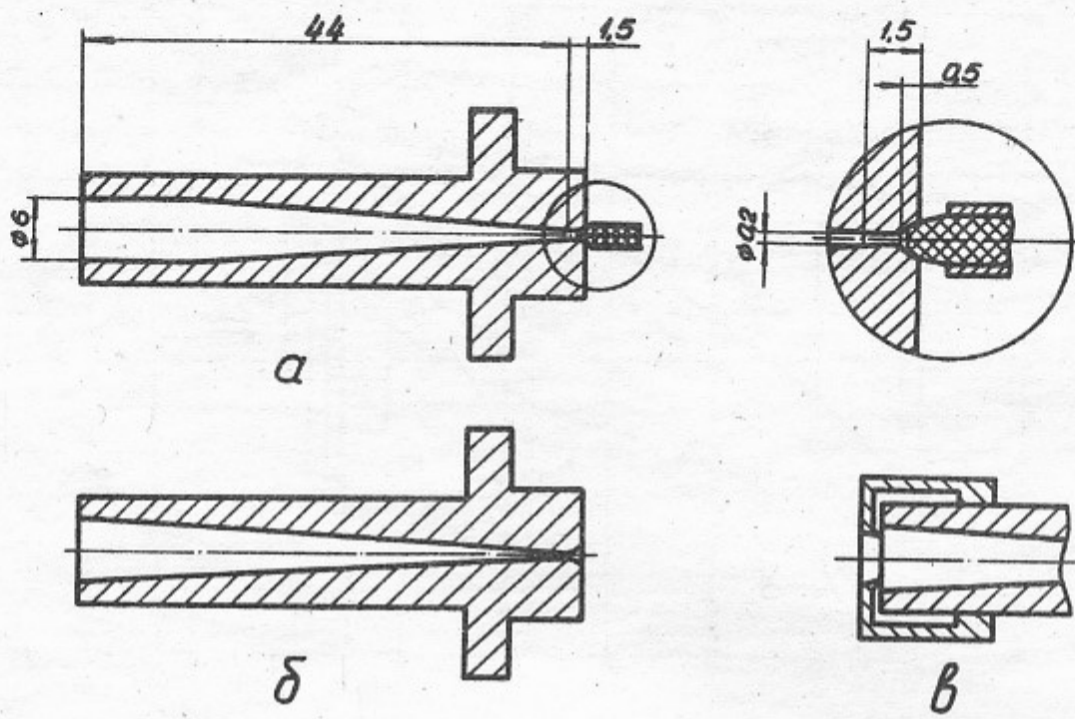


Рис. 5

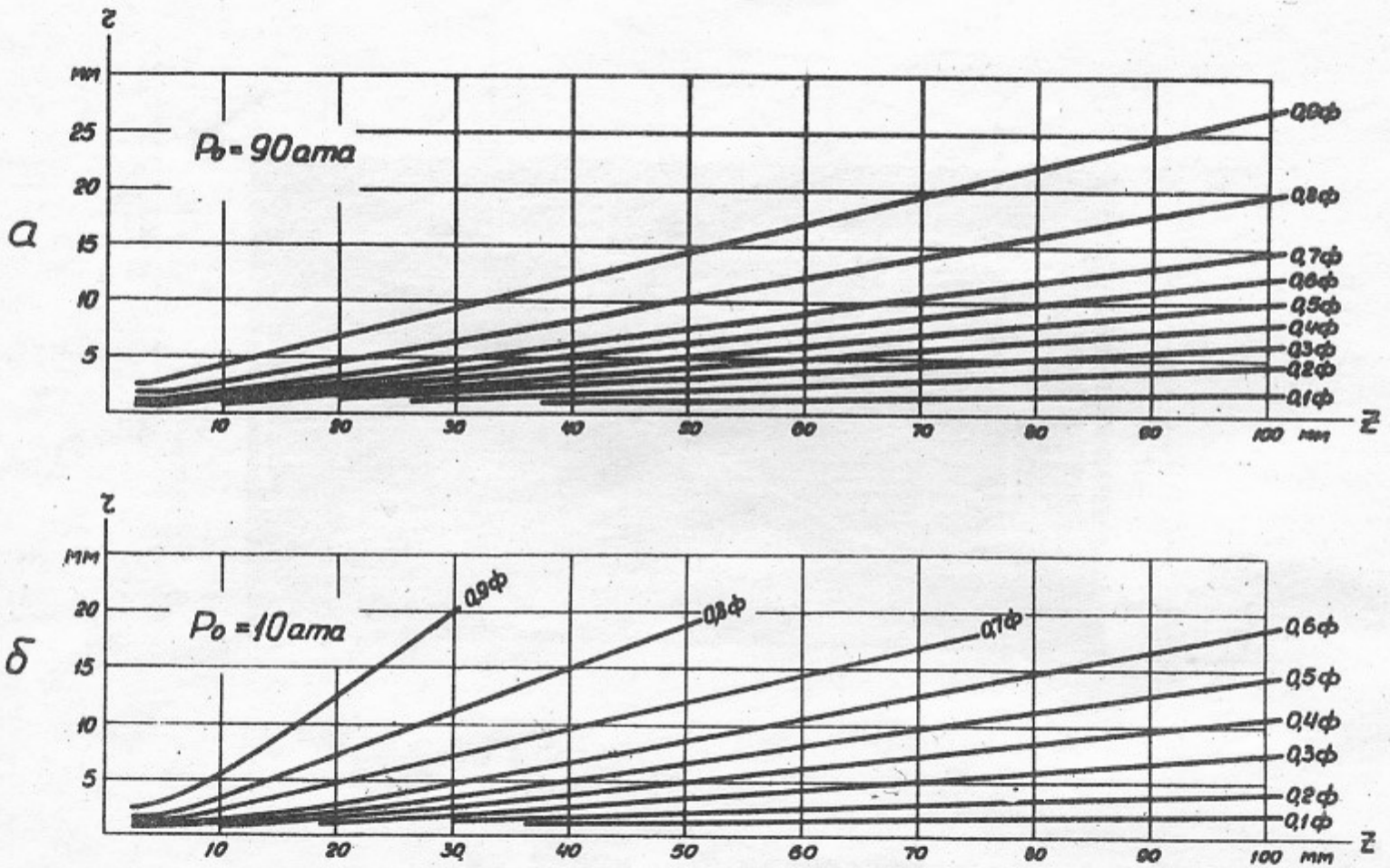


Рис. 6. Поверхности равного газового потока  
(в единицах полного потока)

це сопла. В конгломератах из нескольких молекул водорода средняя энергия связи составляет  $10^0 + 30^0 / 3$ . Таким образом конденсация водорода на собственных конгломератах в рассматриваемом случае, по-видимому, невозможна, хотя плотность конгломератов из нескольких молекул, образующихся за счет тройных столкновений, как показывают оценки, довольно высокая (при  $\rho_0 = 100$  атм в выходной части сопла на 1 см пути образуется  $\sim 10^{16}$  двояных молекул в 1 см<sup>3</sup>).

Однако конденсация водорода возможна на примесных центрах конденсации. На рис. 26 приведен график изменения критического радиуса центров конденсации вдоль сопла, вычисленного по формуле

$$z_{кр} = \frac{3\alpha V_{ж}}{R} \frac{1}{Q_0 - Q_{равн}};$$

где  $V_{ж}$  — молярный объем жидкого водорода,  $\alpha$  — коэффициент поверхностного натяжения. Величина  $\alpha$  для водорода известна для температуры выше 14°К. Значения  $\alpha$  для более низких температур вычислялись по формуле Гуггенгейма. Расчеты [3] показывают, что с уменьшением радиуса капелек коэффициент поверхностного натяжения уменьшается. Поэтому приведенные на рис. 26 значения  $z_{кр}$  в диапазоне малых значений, по-видимому, являются завышенными. Из рис. 26 мы видим, что в сопле имеются условия для конденсации водорода на частицах довольно малого размера  $\sim 10^{-7}$  см. Такими частицами могли бы быть некоторые молекулы органических примесей.

Для равновесия между паром и жидкими каплями с размером больше критического в струе необходимо, чтобы расстояние между центрами конденсации было много меньше пробега молекул в сопловой системе отсчета за время прохождения струей пути с конденсацией. Или концентрация центров конденсации

$$n_c \gg \left(\frac{M}{e}\right)^3;$$

где  $e$  — длина пути конденсации.

При выполнении этого условия можно рассчитать процесс конденсации при следующей его схематизации. В поступающем в сопло водороде имеются центры конденсации постоянного радиуса  $z_*$  и постоянной относительной концентрации. После достижения каким либо элементом струи точки сопла, где  $z_{кр} \leq z_*$ , начинается про-

цесс конденсации, причем концентрация жидкой фазы повышается только за счет увеличения размеров капелек пропорционально кубу их радиуса. На участке конденсации температура водорода снижается до  $10^0\text{К}$  и ниже. Скорость струи близка к своему предельному значению. Поэтому здесь можно пренебречь изменением скорости струи и разностью упорядоченных скоростей пара и капелек. Из уравнения адиабатического процесса (закона сохранения энергии), уравнения состояния идеального газа и выше приведенной формулы Больцмана можно получить уравнение равновесного процесса конденсации в следующем виде

$$\frac{dT}{T} = \frac{(T+Q)d\beta - (1-2\beta)dQ}{\gamma-1 T - (1-\beta)Q}$$

где  $\beta$  - степень конденсации;  $Q$  - средняя энергия связи молекул в каплях;  $\gamma$  - отношение теплоемкостей.

При  $\frac{T}{Q} \ll (\gamma-1)(1-\beta)$ ;  $\beta \lesssim 0,4$ ;  $d_* = \beta_*^{1/3} \frac{3\alpha \sqrt{m}}{2_* Q_* R} \ll 1$   
с точностью до  $d_*$

$$\beta = 1 - \frac{T}{T_*} \frac{Q_*}{Q}$$

Здесь и ниже величины с индексом (\*) относятся к моменту начала конденсации.

При постоянной скорости струи диаметр сопла

$$d = d_* \sqrt{\frac{1-\beta}{1-\beta_*} \frac{n_*}{n}}$$

Комбинируя выражения для  $d$ ,  $\beta$  и  $n$  получим зависимость степени конденсации от диаметра сопла (распределение по длине сопла)

$$\beta \approx \frac{2 \ln \frac{d}{d_*}}{2 \ln \frac{d}{d_*} + \frac{Q_*}{T_*} - 1}$$

Используя условие

$$\beta = \beta_* \left(\frac{z}{z_*}\right)^3$$

получим

$$\frac{T}{T_*} \approx (1-\beta) \left[ \frac{Q_0}{Q_*} - \left(\frac{Q_0}{Q_*} - 1\right) \left(\frac{\beta_*}{\beta}\right)^{1/3} \right]$$

На рис.2в представлены графики степени конденсации и температуры в конденсирующейся струе для трех значений радиуса примес-

## Л и т е р а т у р а

1. Будкер Г.И., Димов Г.И., "Международная конференция по ускорителям, Дубна, 1963", Москва, 993-996, 1964.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Механика сплошных сред, 1954.
3. Дж.Гиршфельдер, Ч.Кертисс, Р.Берд "Молекулярная теория газов и жидкостей", ИИЛ, 1961.
4. Arthur Kantrowitz, Peggy Gzeu, "Rev. Sci. Instrum",  
V. 22, 328-332, 1951
5. Adamson T.C, Nicholls J.A, "J. Aero/Space Sci",  
V 2, 16, 1959
6. Schulz E. J., Phelps A.V., "Rev. Sci. Instrum",  
V 28, 1051-1054, 1957
7. Боровик Е.С., Бусон Ф.И. и Юферов В.Б., "Физика плазмы и проблема управляемого термоядерного синтеза", вып.3, 294-299, 1963.



---

Ответственный за выпуск Г.И.Димов  
Подписано к печати II.IY-1967 г.  
Усл. 0,3 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно  
Заказ № II5

---

Отпечатано на роталпринте в ИЯФ СО АН СССР