



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Ду Сюе-жень, Ю.А. Плис, В.М. Сороко, Л.М. Сороко

P - 1439

УСТАНОВКА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ
ИНТЕНСИВНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ
ПУЧКОВ С ПОМОЩЬЮ СВЕРХЗВУКОВОГО СОПЛА

Дубна 1963

P - 1439

Ду Сюе-жень, Плис Ю.А., Сороко В.М., Сороко Л.М.

Установка для получения интенсивных молекулярных пучков с помощью сверхзвукового сопла.

Регистрационное удостоверение № 38930
с приоритетом 13августа 1963 года.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1963 .

P - 1439

Du Sue-zheng, Plis Yu. A., Soroko V.M., Soroko L.M.

An Arrangement for Obtaining Intensive Molecular Beams by Means of Supersonic Nozzle.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna. 1963.

Ду. Све-жень, Ю.А. Плис, В.М. Сороко, Л.М. Сороко

Р - 1439

УСТАНОВКА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ
ИНТЕНСИВНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ
ПУЧКОВ С ПОМОЩЬЮ СВЕРХЗВУКОВОГО СОПЛА

Направлено в ПТЭ

Дубна 1963

А н н о т а ц и я

Описываемая установка предназначена для получения молекулярных и атомных пучков высокой интенсивности. Основным узлом установки является миниатюрное сверхзвуковое сопло, выходя из которого газ, расширяясь, ускоряется до сверхзвуковых скоростей.

Свойство самоколлимиции сверхзвукового потока, вместе с высокой интенсивностью являются весьма желательными в источнике поляризованных протонов.

В работе содержатся результаты первых экспериментов, проведенных с помощью данной установки. Задача тщательного изучения сверхзвукового сопла и формирование пучка молекул с предельно возможными параметрами как по интенсивности, так и по монохроматичности составляет первый этап разработки источника поляризованных частиц в Лаборатории ядерных проблем.

СОДЕРЖАНИЕ

	стр
А н н о т а ц и я	2
В в е д е н и е.....	5
1. Обзор экспериментальных работ.....	6
2. Установка для получения интенсивных молекулярных пучков Лаборатории ядерных проблем.....	7
3. Геометрия сопла, абселера и выходной щели.....	10
4. Измерение интенсивности пучка.....	10
5. Калибровка абсолютной интенсивности.....	11
6. Результаты опытов	12
7. Основные количественные результаты.....	13
8. Оценка интенсивности атомного водородного пучка....	14
9. В ы в о д ы.....	15
Л и т е р а т у р а.....	17
Приложение.....	18

В В Е Д Е Н И Е

До недавнего времени существовал только один способ получения молекулярных пучков, который основан на свободном истечении молекул (рис.1). Изучаемый газ подается в сосуд, называемый печкой, где сохраняется при определенных температуре и давлении. Через первую щель молекулы распространяются в соседний объем, который откачивается до такого разрежения, что молекулы в этом объеме двигаются, не испытывая соударений. Далее молекулы через вторую щель попадают в измерительный объем.

Принципиальное ограничение на интенсивность молекулярного пучка, получаемого таким методом, связано с простым газокинетическим соотношением, а именно, средняя длина свободного пробега молекул должна быть больше диаметра первой щели. Поэтому единственный путь повышения интенсивности пучка при заданной геометрии первой и второй щели состоит в поднятии температуры печки. Последний способ мало эффективен, поскольку интенсивность пучка молекул растет как корень квадратный из температуры.

Кантровиц и Грэй⁽¹⁾ предложили в источнике молекулярного пучка использовать вместо газа при низком статическом давлении поток молекул, ускоренный до сверхзвуковых скоростей. Для этого перед первой щелью устанавливается миниатюрное сверхзвуковое сопло (рис.2). Выходя из этого сопла, газ расширяется и одновременно ускоряется. Процесс расширения сопровождается падением температуры и давления. Значительная часть случайных тепловых движений превращается в направленное движение всего потока.

Повышение интенсивности пучка в таком устройстве создается за счет двух факторов. Во-первых, из-за того, что газ в потоке от сопла обладает общей повышенной скоростью переноса. Вследствие этого через абселер, как в этом источнике называют первую щель, проходит больше частиц, чем в случае обычной печки, в резервуаре которой газ в среднем покоится.

Второй и наиболее важный фактор увеличения интенсивности обусловлен тем, что вследствие сильного охлаждения газа при расширении случайные тепловые компоненты скорости молекул уменьшаются. Угловое распределение молекул в объеме между щелями становится более вытянутым в направлении оси потока, чем, например, распределение по закону косинуса, имеющее место в случае печки с тонкой стенкой. Благодаря этому значительная доля молекул, прошедших через абселер, попадает за вторую щель в камеру наблюдения. Это свойство самоколлимации сверхзвукового потока создает значительное возрастание интенсивности, пропорциональное квадрату числа Маха, которым обладает поток непосредственно перед абселером.

Необходимо здесь подчеркнуть, что во всем вышесказанном неявно предполагалось, что соотношение между средним свободным пробегом молекул непосредственно перед первой щелью и размером щели остается неизменным.

Для проведения количественного анализа явлений в сопле необходимо сделать следующие предположения (2):

- а) Аэродинамический поток перед абшелером подчиняется законам обычной газовой динамики. Это предположение можно считать сомнительным, если только размеры сопла становятся соизмеримыми с местной длиной свободного пробега молекул;
- б) Процесс расширения от сопла и до абшелера является изэнтропным, то есть, равновесным адиабатическим процессом;
- в) Отношение удельных теплоемкостей газа $\gamma = C_p / C_v$ — величина постоянная. Это означает нулевые времена релаксации для всех степеней свободы молекул;
- г) Поток перед абшелером остается сверхзвуковым, и присутствие абшелера не создает возможностей образования прямых скачков уплотнений;
- д) В объеме за абшелером можно пренебречь соударениями, как межмолекулярными, так и между молекулой пучка и молекулой остаточного газа.

Кантровиц и Грэй провели анализ процессов в сопле, упростив рассмотрение. Они пренебрегли компонентой тепловых движений, направленной вдоль потока⁽¹⁾. Позднее, Паркер и др.⁽²⁾ повторили анализ Кантровица и Грэя, не прибегая к математическим упрощениям. Они показали, что при $M \geq 3$ результаты этих двух рассмотрений совпадают. Различие имеется только в распределении молекул по скоростям. При этом максимум распределения фактически несколько смещается в сторону более высоких скоростей.

1. ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАБОТ

Исследование преимуществ сверхзвукового сопла перед эффузионной печкой было предпринято Кистьяковским и Шлихтером⁽³⁾, а также Запата и Паркером⁽⁴⁾. Однако, из-за недостатка мощного вакуумного оборудования, они достигли только частичного успеха.

Беккер с сотрудниками^{(5),(6),(7)}, начиная с 1954г., сначала в Марбурге, а затем в Карлсруэ, убедительно доказали, что при достаточной скорости откачки вакуумных насосов удается достичь интенсивности, предсказанной Кантровиц и Грэм.

В работе Беккера и Бира⁽⁵⁾ сопло имело как сходящуюся, так и расходящуюся части, подобно аэродинамическому эффузору (рис.3). Было обнаружено, что хотя расход газа через сопло соответствует расчету, максимальное значение числа Маха достигается только в том случае, если абшелер удален от устья сопла достаточно далеко. Этот факт указывал на то, что поток молекул продолжает ещё расширяться после выхода из сопла. Беккер и Бир попробовали сточить, а затем и полностью ликвидировать расширяющуюся часть сопла на выходе. Интенсивность после этого возросла на 20 %, а расход газа через сопло остался прежним. Этим экспериментом было доказано, что расширяющаяся часть сопла не является обязательной для получения сверхзвукового потока.

Наиболее интенсивные молекулярные пучки были получены совсем недавно Деккерсом и Фенном⁽⁸⁾, которые осуществили сверхзвуковой поток в наилучших условиях вакуумной откачки системы. Схема их установки показана на рис. 4. Всего использовалось два разделенных отсека, в то время как во всех остальных работах их было три. Авторы⁽⁸⁾ считали, что объем за абшелером необходимо откачивать также хорошо, как и измерительный объем, с тем, чтобы снизить до предела потери от рассеяния на остаточном газе. Этот общий второй, измерительный, отсек представлял собой горизонтально расположенный цилиндр диаметром 81 см и длиной 254 см. Диффузионные масляные насосы, подвешенные снизу к этому цилиндру, имели фактическую суммарную быстроту откачки, равную $30.000 + 40.000$ л/сек при давлениях $2 \cdot 10^{-6} + 2 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст. Расширительная камера имела следующие размеры: диаметр 40,5 см, длина 61 см. Оба сосуда соединялись через фланец, на котором устанавливался абшелер. Расширительная камера откачивалась бустерным насосом с быстротой откачки около 5000 л/сек в диапазоне давлений $5 \cdot 10^{-4} + 2 \cdot 10^{-2}$ мм. рт.ст. Остаточное давление обычно составляло $10^{-4} + 10^{-3}$ мм рт.ст.

В этой работе удалось продвинуться до чисел Маха $M \approx 15$, а достигнутая интенсивность при высоких значениях чисел Маха и малых давлениях в резервуаре сопла отличалась от расчетной всего на $15 + 20$ %.

Свойства самоколлимиции сверхзвукового потока, наряду с большой интенсивностью получаемого пучка, являются весьма желательными в источнике поляризованных частиц. Поэтому первый этап разработки источника поляризованных частиц в Лаборатории ядерных проблем состоял в тщательном изучении сверхзвукового сопла и формировании пучка молекул с предельно высокими параметрами, как по интенсивности, так и по монохроматичности.

2. УСТАНОВКА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ИНТЕНСИВНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПУЧКОВ ЛАБОРАТОРИИ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Основным фактором при конструировании установки для получения молекулярных пучков с помощью миниатюрного сопла являются требования на систему откачки. Это становится понятным, если учесть, что на пути движения молекул от резервуара сопла до измерительного объема происходит изменение плотности молекул примерно в 10^8 раз. Поэтому откачку отсеков, разделенных между собой фланцами, следует производить отдельно, а в качестве насосов использовать вакуумные агрегаты с наивысшими значениями быстроты откачки. При проектировании установки исходными требованиями к вакууму были следующие (см. табл. I)

Т а б л и ц а I

Отсек	Резервуар сопла	Расширительный объем	Область абшелера	Измерительный объем
Требуемый вакуум в мм рт.ст.	$10 + 100$ P_0	$10^{-1} + 10^{-3}$ P_1	$10^{-4} + 10^{-5}$ P_2	$10^{-5} + 10^{-6}$ P_3

Как видно из таблицы, основной перепад давления происходит при выходе газа из сопла в расширительный объем ($10^5 : 1$). Область абшелера и измерительный объем имеют близкое давление, и, как это следует из (8), в некоторых условиях допустимо их объединение.

Как известно⁽¹⁾, для создания интенсивных пучков молекул необходимо получить поток перед абшелером с высокими значениями чисел Маха M . Это в свою очередь требует глубокого расширения в потоке до весьма низких давлений. Например, при $M = 5$ требуется перепад давления $p_0 : p_1 = 530$, а при $M = 10$ этот перепад должен составлять $p_0 : p_1 = 42400$ ⁽⁹⁾. Следовательно, вакуумные насосы установки должны поддерживать перепад давлений вплоть до $p_0 : p_1 = 10^4$.

Оценим расчетные потоки газа в каждом из отсеков. Пусть испытываемым газом является азот, а температура резервуара сопла - комнатная. Примем диаметр горловины сопла равным 1 мм, а давление в резервуаре $p_0 = 100$ мм рт.ст.

Согласно⁽⁹⁾, расход газа через сопло равен

$$j_0 = \rho^* u^* A^* \quad (1)$$

где ρ^* - плотность газа в критическом сечении потока, то есть, там, где $M=1$; u^* - скорость течения в критическом сечении; A^* - площадь критического сечения.

В работе⁽⁵⁾ было доказано, что для миниатюрных сопел за величину A^* следует брать площадь сечения горловины сопла. Если учесть также, что

$$\rho^* = \rho_0 \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad ; \quad (2)$$

$$u^* = a^* = \sqrt{\frac{2}{\gamma+1}} a_0 = \sqrt{\frac{2}{\gamma+1}} \cdot \sqrt{\gamma R T_0} \quad (3)$$

где a^* и a_0 - скорости звука в критическом сечении и в резервуаре сопла, находящемся при температуре T_0 , то окончательно получим

$$j_0 = \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma+1}} \sqrt{R T_0} \cdot A^* \rho_0 \quad (4)$$

Здесь ρ_0 - плотность газа в резервуаре сопла. Из (4) находим

$$j_0 \approx 4,2 \cdot 10^{20} \text{ мол/сек или } 15,6 \text{ см}^3/\text{сек газа при нормальных условиях.} \quad (5)$$

Массовый поток газа через абшелер определяется выражением⁽²⁾

$$j_1 = \frac{N_1 a_1 S_1}{2} \frac{2M}{\sqrt{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2}} \quad (6)$$

где S_1 - площадь входного отверстия абшелера ($d_1 = 1,1$ мм), M - местное число Маха, N_1 - плотность молекул перед абшелером. Если учесть, что N_1 и N_0 связаны между собой соотношением⁽⁹⁾

$$N_1 = N_0 \frac{p_0 T_1}{p_1 T_0} = N_0 \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right]^{\frac{1}{1-\gamma}} \quad (7)$$

так как $\frac{p_0}{p_1} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$, а $\frac{T_1}{T_0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{-1}$, то

$$\text{окончательно получаем: } j_1 = \frac{N_0 a_1 S_1}{2} \frac{2M}{\left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right]^{\frac{1}{2} + \frac{1}{\gamma-1}}} \quad (M \geq 3) \quad (8)$$

Поток молекул через абшелер составит

$$j_1 = 2 \cdot 10^{17} \text{ л/сек или } 10^{-2} \text{ см}^3/\text{сек газа при нормальных условиях.}$$

Наконец, возможная интенсивность молекулярного пучка в измерительном объеме равна

$$j_2 = \frac{N_0 \alpha_0 S_1 S_2}{2\pi \ell^2} \cdot \frac{M(3 + \gamma M^2)}{\left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right]^{\frac{1}{2} + \frac{1}{\gamma-1}}} \quad (9)$$

$$j_2 = j_1 \frac{S_2}{4\pi \ell^2} (3 + \gamma M^2), \quad (9a)$$

где S_2 - площадь отверстия второй щели ($d_2 = 1,1$ мм), ℓ - расстояние между щелями ($\ell = 25$ мм),

$$j_2 \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ молекул/сек, что составляет около } 0,7 \text{ см}^3/\text{час газа при нормальных условиях.} \quad (10)$$

На рис.5 приведены графики скорости откачки различных вакуумных агрегатов, выпускаемых в СССР. Пользуясь этими графиками, можно выбрать необходимые вакуумные агрегаты.

Для откачки области сопла следует использовать бустерный насос БН-1500, обеспечивающий прокачку воздуха со скоростью до 10^{21} молекул/сек или около $40 \text{ см}^3/\text{сек}$ газа при нормальных условиях. Максимально допустимое давление на входе этого насоса равно около 10^{-2} мм рт.ст. Поэтому, если перед абшелером потребуется повысить давление выше, чем 10^{-2} мм рт.ст., то в этом случае необходимо использовать двойной роторный насос ДВН-1500.

Для области абшелера следовало бы взять агрегат ВА-8. Однако, из-за неудобств размещения рядом двух агрегатов ВА-8, а также по причине большого вакуумного сопротивления входящей части объема абшелера, выбор был оставлен на агрегате ВА-5-4 без азотной ловушки, который имеет достаточную скорость откачки.

Агрегат ВА-8-7 использовался для откачки измерительного объема. Насос БН-1500 заливался вакуумным маслом ПФМС-1, а ВА-5 и ВА-8 - вакуумным маслом ВКЖ-94А.

Принципиальная схема установки для получения интенсивных молекулярных пучков Лаборатории ядерных проблем приведена на рис.6.

Резервуар сопла в виде трубы 4 перемещается в направляющих 12 с помощью редуктора 13. Сменные сопла 5 ввинчиваются в посадочную резьбу 14 (рис.7), что обеспечивает возможность исследования различных форм и размеров сопла. В последних опытах были испытаны многоструйные сопла, формы которых даны на рис.8, а также капиллярное сопло, разработанное Адыяевичем⁽¹²⁾. Область сопла 1 откачивается бустерным насосом БН-1500, соединенным с входом механического насоса ВН-4Г. Между соплом и абшелером 7 расположен вращающийся диск 6 с окном для пропуска потока размером $10 \times 25 \text{ мм}^2$, который предназначен для формирования прерывистого во времени молекулярного пучка. Мотор 10 может вращать диск со скоростью до 100 оборотов в секунду. В описываемых опытах диск оставался неподвижным.

В области сопла 1^а, расположенной над резервуаром сопла 4, размещались подшипники вала диска. Это привело к усложнению формы поверхности, ограничивающей область абшелера П,

за счет чего немного увеличилось вакуумное сопротивление патрубка, к которому подсоединен агрегат ВА-5-4. Давление газа в резервуаре сопла 4 измерялось механическим манометром 1, а также масляным манометром 2, который при измерении высоких давлений перекрывался. Как абшелер 7, так и вторая щель 8, являются сменными. В измерительном объеме помещались компрессионные трубки 9, предназначенные для измерения интенсивности молекулярного пучка.

3. Геометрия сопла, абшелера и выходной щели.

Первые эксперименты с молекулярным пучком проводились в условиях, геометрия которых приведена на рис.9. Сопло, изготовленное из латуни, имело форму сходящегося конуса с круглым выходным отверстием без расходящейся части. Край отверстия были изготовлены максимально острыми. В опытах использовались сопла трех размеров:

сопло № 1	- диаметр	0,375 мм,
" № 2	"	1,270 "
" № 3	"	1,240 "

На пути расширяющегося потока находилось пропускное окно вращающегося диска, играющего роль заслонки. Влияние этого диска на процесс расширения потока еще пока что не выяснено, поскольку во всех проведенных экспериментах диск не снимался. Абшелер, изготовленный из латуни, имел две конусные поверхности с внешним углом 70° и внутренним -50° , диаметр отверстия 1,1 мм, а края - острые. Расстояние между абшелером и выходной щелью было неизменным во всех опытах, и составляло 25 мм. Диаметр отверстия второй щели равнялся 1,1 мм.

4. Измерение интенсивности пучка

На расстоянии 60 мм от второй щели устанавливалась приемная компрессионная трубка (рис.9), по повышению давления в которой определялась интенсивность молекулярного пучка.

Размеры первой компрессионной трубки: внутренний диаметр 13 мм, длина коаксиального с осью пучка цилиндра 220 мм. Давление на конце компрессионной трубки измерялось с помощью ионизационной манометрической лампы ЛМ-2, которая в первых опытах находилась внутри измерительного объема Ш. Такое включение лампы ЛМ-2 оказалось неудачным. Со временем вдоль поверхности баллона лампы появлялись утечки, эмиссия падала, и возникал обратный ток. Между выводами электродов появлялись пробой. От помещения лампы в вакуум пришлось отказаться.

Компрессионная трубка полностью захватывала весь пучок молекул, входящий в измерительный объем. Для измерения профиля молекулярного пучка входное отверстие компрессионной трубки уменьшалось до 2 мм, при этом коэффициент компрессии трубки увеличивался в 5 раз. На рис.10 приведен профиль молекулярного пучка в горизонтальной плоскости, измеренный в этих условиях.

Вторая приемная трубка имела размеры: внутренний диаметр 7 мм, длина 60 мм. От конца трубки под прямым углом отходил отвод, идущий к манометрической лампе, которая на этот раз выводилась наружу (рис. II). Измерение давления во второй приемной трубке осуществлялось двумя манометрами: ионизационным, с помощью лампы ЛМ-2, и магниторазрядным, с помощью датчика ММ-13-4.

5. Калибровка абсолютной интенсивности

Калибровка приемных компрессионных трубок производилась по показаниям манометра от пучка молекул известной интенсивности. Для этого источник молекул вводился в режим эффузионного истечения: абселер превращался в первую часть обычной молекулярной печи, а область перед абселером служила резервуаром. В этих условиях интенсивность молекул равна

$$j_{эфф} = \frac{N_0 \bar{v} S_1 S_2}{4\pi l^2}, \quad (II)$$

где \bar{v} - средняя скорость молекул воздуха в резервуаре, равная

$$\bar{v} = 4,13 \sqrt{\frac{2kT_0}{m}}, \quad (I2)$$

а N_0 - плотность молекул в печи

$$N_0 = 3,2 \cdot 10^{16} \cdot P_0 \text{ I/cm}^3.$$

При $T = 300^\circ\text{K}$ $\bar{v} = 4,7 \cdot 10^4$ см/сек. Подставив в (II), находим

$$j_{эф} = 1,72 \cdot 10^{15} \cdot P_0 \text{ I/сек.} \quad (I3)$$

Если калибровочное соотношение для компрессионной трубки записать в виде

$$j = C \cdot p, \quad (I4)$$

где p - давление, создаваемое молекулярным пучком в приемной трубке, то, используя результаты измерений, находим для первой компрессионной трубки с ЛМ-2 и второй компрессионной трубки с ММ-13-4,

$$C_1 = \frac{1,72 \cdot 10^{15}}{(4 \pm 0,5) \cdot 10^{-5}} = (4,3 \pm 0,5) \cdot 10^{19} \quad (I5)$$

и

$$C_2 = \frac{1,72 \cdot 10^{15}}{(3,45 \pm 0,4) \cdot 10^{-5}} = (5 \pm 0,6) \cdot 10^{19}. \quad (I6)$$

Указанная ошибка отвечает среднеквадратичному разбросу нескольких измерений.

Расчетные значения калибровочного коэффициента C можно найти с помощью формулы Кнудсена (I0)

$$C = 1,33 \frac{dS\bar{v}}{4l} \cdot 3,2 \cdot 10^{16}, \quad (I7)$$

где d - внутренний диаметр приемной трубки, l - её длина, S - площадь входного отверстия.

Для первой приемной трубки находим

$$C_1^{теор} = 4 \cdot 10^{19}. \quad (I8)$$

При вычислении калибровочного коэффициента второй компрессионной трубки требовалось введение поправки, учитывающей тот факт, что компрессия молекул в этой трубке для части

входящих молекул происходила не на всей длине трубки. Если это учесть, то

$$c_{2\text{теор}} = 3,3 \cdot 10^{19}.$$

(19)

6. РЕЗУЛЬТАТЫ ОПЫТОВ

На рис.12 показаны типичные давления в области сопла, в области абселера и в приемной трубке в зависимости от давления в резервуаре. Бустерный насос БН-1500 позволял повышать давление в резервуаре сопла № I до 400 мм рт.ст, при этом вакуум в области между соплом и абселером составлял около $8 \cdot 10^{-3}$ мм рт.ст, а между абселером и второй щелью - около $2 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст. В измерительном объеме, где помещалась компрессионная трубка, вакуум поддерживался на уровне $1 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст.

Результаты измерений интенсивности молекул воздуха в зависимости от давления в резервуаре для сопла № I приведены на рис.13 для различных расстояний между соплом и абселером. На рис.19 приведены интенсивности молекулярного пучка для сопла № 2. Все кривые $j(p_0)$ на рис.13 обнаруживают максимум, за которым следует спад и иногда наблюдается медленный подъем.

Для того чтобы понять наблюдаемые закономерности, посмотрим, какие предсказания дает теория. Как следует из (9), интенсивность пучка определяется следующими факторами:

- 1) плотностью газа в резервуаре;
- 2) геометрией щелей;
- 3) скоростью звука в резервуаре;
- 4) направленным движением потока и самоколлимацией.

Размеры сопла входят только неявно, через число Маха M , которое определяет последний фактор. Число Маха M в потоке, создаваемом соплом, имеющим только сходящуюся часть, определяется расстоянием между горловиной сопла и абселером, выраженным в единицах диаметра горловины сопла. Эта зависимость представляет собой универсальную функцию для данной формы горловины. Для круглой горловины сопла эта функция была вычислена для воздуха методом характеристик в работе^(II) и воспроизведена на рис.14. Из графика видно, что функцию $M = M\left(\frac{x}{d}\right)$ грубо можно аппроксимировать зависимостью $M \sim \sqrt{\frac{x}{d}} + \alpha_1$, если $\frac{x}{d} \sim 20+50$.

Расчет для сопла в виде узкой щели, произведенный в данной работе, показывает (рис. 15), что при больших $\frac{x}{d}$ можно приближенно считать $M \sim \sqrt{\frac{x}{d}} + \alpha_2$.

С повышением давления P_0 в резервуаре сопла интенсивность пучка должна возрастать линейно с P_0 . Однако при очень высоких давлениях p_0 вступают в роль соударения между молекулами в области абселера, и фактически следует ожидать отклонений от линейной зависимости. Очевидно, что чем выше число Маха, тем сильнее эффект самоколлимации молекул в пучке, тем меньше их относительные скорости, благодаря этому они более монохроматичны, а поэтому отрицательное влияние взаимных соударений молекул должно отступать в область более высоких давлений. Как это видно из рис.16, мы наблюдаем в действительности именно такую качественную картину. Положение максимума кривых $j(p_0)$ смещается с ростом M , а интенсивность пучка в

максимуме при этом растет. Как видно из рис.13, при $\alpha = 15$ мм ($M \sim 18$) максимум не достигается вплоть до $p_0 \approx 400$ мм рт.ст. Положение максимумов кривых $j(p_0)$ подчиняется некоторой закономерности (рис.16), подобной той, которая была подмечена в работе⁽⁸⁾.

Сопоставим сначала расчетные значения начальных наклонов кривых $j(p_0)$ с наблюдаемыми. Согласно (9), начальный наклон для молекул воздуха и заданной геометрии описываемой установки равен

$$\frac{dj_{\text{н}}}{dp_0} = 2,52 \cdot 10^{15} \cdot \frac{M(3+1,4 \cdot M^2)}{(1 + \frac{1}{5} M^2)^3}. \quad (20)$$

На рис.17 приведена зависимость (20), а также результаты измерений для сопел двух размеров. Хотя точность измерений невелика, тем не менее явно проявляется тенденция лучшего согласия для сопла № 2 с большим отверстием. Интенсивность молекулярного пучка в максимуме кривых $j(p_0)$ в зависимости от числа Маха M приведена на рис.18, где показаны также данные работы⁽⁸⁾. Видно, что в описываемой установке интенсивность оказалась примерно в 1,5 раза хуже, чем в⁽⁸⁾. Из возможных причин более низкой интенсивности следует отметить: 1) возможная несоосность, которая может сильно повлиять на результаты опытов с малыми соплами при близком их расположении относительно абшелера; 2) недостаточная острота краев абшелера; 3) недостаточный вакуум в объеме между абшелером и второй щелью; 4) значительно меньшая быстрота откачки диффузионных насосов в описываемой установке по сравнению с той, которая имела место в работе⁽⁸⁾.

Все полученные в данной работе результаты являются первоначальными, и дальнейшие, более тщательные измерения позволят выяснить основное препятствие, мешающее получению предельно возможных параметров.

Были произведены измерения с многоструйным соплом, имеющим 19 дюз. Результаты измерений приведены на рис.20. Также были испытаны капилляры, изготовленные по методу Адьясевича⁽¹²⁾, которые имели прозрачность около 30% (рис.20).

7. ОСНОВНЫЕ КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

I. Наивысшая интенсивность пучка с использованием сопла с отверстием диаметром 1,24 мм при давлении $p_0 = 33$ мм рт.ст.

$$j_{\text{наив}} = 4,45 \cdot 10^{15} \text{ I/сек.}$$

II. Максимальная интенсивность при давлении $p_0 = 6$ мм рт.ст.

$$j_{\text{max}} = 2,95 \cdot 10^{15} \text{ I/сек.}$$

III. Максимальная интенсивность пучка, создаваемого молекулярной печкой при $p_0 = 0,5$ мм рт.ст.

$$j_{\text{max}}^{\text{печь}} = 0,99 \cdot 10^{15} \text{ I/сек.}$$

IV. Наивысшая интенсивность для многоструйного сопла при $p_0 = 18,6$ мм рт.ст.

$$j_{\text{наив}}^{\text{многостр.}} = 3,45 \cdot 10^{15} \text{ I/сек.}$$

У. Интенсивность пучка для капилляров Адыясевица при $p_0 = 5$ мм рт.ст.

$$j_{\text{кап}} = 0,49 \cdot 10^{15} \text{ I/сек.}$$

8. ОЦЕНКА ИНТЕНСИВНОСТИ АТОМНОГО ВОДОРОДНОГО ПУЧКА

Полученные результаты данной работы позволяют сделать грубую теоретическую оценку интенсивности потока поляризованных атомов водорода на выходе шестипольного магнита⁽¹³⁾. Произведем эту оценку, исходя сначала из геометрических соображений. В этом случае роль второй щели будет играть входное отверстие шестипольного магнита, диаметр которого равен в нашем случае 3,2 мм. Расстояние от абшелера до второй щели в этой геометрии составляет уже $l' = 70$ мм. Из (9) следует, что поток атомов водорода на конце шестипольного магнита равен

$$j_n = \frac{1}{2} \frac{N_0 \alpha_0 S_1 S_2}{2\pi l'^2} \frac{M(3 + \gamma M^2)}{[1 + \frac{1}{2} M^2]^2} \quad (21)$$

Дополнительный множитель $1/2$ возникает из-за удаления половины спиновых состояний при движении атомов в шестипольном магните. Задаваясь $T = 400^\circ\text{K}$,

$$N_0 = 2,4 \cdot 10^{16} p_0; \quad \alpha_0 = 2,35 \cdot 10^5 \text{ см/сек}; \quad S_1 = 0,95 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2;$$

$$S_2 = \frac{\pi}{4} 3,2^2 = 8,1 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2. \quad M = 9, \text{ находим}$$

$$j_n = 2,85 \cdot 10^{16} p_0 \text{ I/сек.} \quad (22)$$

Таким образом при давлении $p_0 = 10$ мм рт.ст. следует ожидать интенсивность на выходе шестипольного магнита порядка $j_n \sim 2 \cdot 10^{17}$ I/сек.

Произведенную оценку необходимо сопроводить следующими оговорками. Во-первых, здесь неявно предполагалось, что степень диссоциации атомного водорода равна $\eta = 1$. Фактически ожидается получить $\eta \approx 0,5 + 0,7$. Во-вторых, для атомов водорода зависимость числа Маха от расстояния между соплом и абшелером иная, чем для воздуха, и априори ничего нельзя сказать о возможных расхождениях с теорией.

Наконец, мы считаем, что все атомы, попадающие в апертуру шестиполя, захватываются. Фактически это не так, поскольку часть атомов будет попадать на полюсные наконечники, и выбивать из пучка.

Другая альтернативная оценка интенсивности может быть дана на основе энергетических соображений. Для малого кольцевого элемента площади абшелера доля атомов, захватываемых шестиполем, равна примерно

$$\frac{1}{2} \left[\int_0^{v_p(r)} e^{-\frac{m v_p^2}{2kT}} v_p dv_p \right] : \left[\int_0^\infty e^{-\frac{m v_p^2}{2kT}} v_p dv_p \right] \approx \frac{m}{4kT} v_p^2(r), \quad (23)$$

где $v_p(r)$ - максимальная радиальная скорость атомов на расстоянии r от оси, которая еще фокусируется магнитом. Усредним это выражение по всему сечению абшелера. С точностью до коэффициента, можно считать

$$\overline{v_p^2} = \frac{2\mu_0 H_m}{m}, \quad (24)$$

где H_m - напряженность поля на край полюсных наконечников $\mu_0 = 0,93 \cdot 10^{-20}$ эрг/гаусс.

В этом случае поток поляризованных атомов на выходе шестипольного магнита равен

$$j_n^{cb3} = \frac{1}{2} N_0^{cb3} \alpha_0 S_1 \cdot \frac{\mu H_m}{k T_0} \frac{M}{1 + \frac{1}{3} M^2} \quad (25)$$

и он не зависит от площади S_2 . Поток, который можно получить из обычной печки, равен

$$j_n^{ny} = \frac{1}{8} N_0^{ny} S_1 \bar{v} \cdot \frac{\mu H_m}{k T_0} = \frac{1}{2} N_0^{ny} S_1 \alpha_0 \frac{\mu H_m}{k T_0} \frac{1}{\sqrt{2\pi}}, \quad (26)$$

а их отношение

$$\frac{j_n^{cb3}}{j_n^{ny}} = \frac{N_0^{cb3}}{N_0^{ny}} \frac{M}{0,3 + 0,1 M^2} \quad (27)$$

Если $M=9$, $T_0=400^\circ K$, $H_m = 10^4$ гаусс, $S_1 = 0,01 \text{ см}^2$, то

$$j_n = 1/2 \cdot 2,4 \cdot 10^{16} \cdot p_0 \cdot 2,36 \cdot 10^5 \frac{9}{(1+27)} \cdot \frac{0,93 \cdot 10^{-20} \cdot 10^4}{1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 4 \cdot 10^2} = 1,53 \cdot 10^{16} p_0.$$

Таким образом, если задаться давлением $p_0 = 10 \text{ мм рт.ст.}$, то получим $j_n \approx 1,5 \cdot 10^{17} \text{ 1/сек.}$

Интересно отметить другие преимущества, которые открываются при использовании сверхзвукового сопла. Средняя скорость атомов при выходе из сопла равна $u = M a_0 = \frac{M a_0}{\sqrt{1 + \frac{1}{3} M^2}}$, при $M \rightarrow \infty$ $u_\infty = 1,75 a_0$.

Распределение атомов по скоростям имеет вид

$$f(v) \sim e^{-\frac{m(v-u)^2}{2kT}} = e^{-\frac{m\sqrt{1+\frac{1}{3}M^2}}{2kT_0} (v-u)^2} \quad (28)$$

Отклонение от средней скорости, при котором функция распределения уменьшается в e раз, составляет

$$\Delta v = \sqrt{\frac{2kT_0}{m}} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{3} M^2}} \quad (29)$$

Атомы, имеющие скорости в данных пределах, составляют около 80% всего пучка. Для сверхзвукового сопла получаем (табл. П).

Т а б л и ц а П.

M	6,4	9	12,8
$\frac{\Delta u}{u_\infty}$	0,16	0,12	0,08

Такое свойство пучка от сверхзвукового сопла должно благоприятствовать хорошему разделению спиновых состояний атомов водорода в шестипольном магните.

9. В В Ы В О Д Н

1. С повышением давления в резервуаре сопла интенсивность пучка возрастает линейно с p_0 , при этом для малых размеров сопел наблюдается существенное разногласие с теорией.
2. При более высоких давлениях p_0 наступает отклонение от линейного роста, обусловленное влиянием соударений молекул между собой.
3. С увеличением числа Маха M в потоке молекул перед абселером возрастает их самоколлимация, в результате чего отрицательное влияние взаимных соударений молекул отступает в область более высоких давлений, что и наблюдается в действительности.

4. С увеличением числа Маха M положение максимума кривых смещается в область более высоких давлений, а интенсивность в максимуме растет, что согласуется с результатами работ (8).

5. Ожидаемая интенсивность пучка атомов водорода на выходе шестипольного магнита при давлении газа $p_0 = 10$ мм рт.ст составляет около $(1 + 2) \cdot 10^{-17}$ атомов/сек или $10 \text{ см}^3/\text{час}$ при нормальных условиях для 100%-ной диссоциации молекул водорода.

В заключение авторы выражают признательность Б.П.Адьясевичу и Я.Б.Зельдовичу за ценные советы при конструировании сопла, К.А.Байчеру и Б.И.Замолдчикову за поддержку на первом этапе создания Лаборатории источника поляризованных частиц, Е.И.Розанову за помощь при разработке вакуумной части установки, а также Н.И.Семенову и Б.Н.Дилину за участие в монтаже и запуске установки. Авторы выражают благодарность В.П.Джелепову за постоянную поддержку программы исследований.

Л и т е р а т у р а

1. A.Kantrowitz and J.Grey, Rev.Sci.Instr. 22,328,1951.
2. H.M.Parker, A.R.Kuhlthian, R.Zapata and J.E.Scott,Jr., Rarefied gas dynamics, Nice symposium, 1960,p.69.
3. G.B.Kistiakowsky, and V.P.Slichter, Rev.Sci.Instr.22,333,1951.
4. R.N.Zapata and H.M.Parker, Proc.Atom.Molecule Beams Conf.,Denver,1960.
5. E.W.Becker and K.Bier, Z.Naturforsch. 9a,975,1954.
6. E.W.Becker, K.Bier and H.Burghoff, Z.Naturforsch. 10a,565,1955.
7. E.W.Becker and W.Henkes, Z.Physik, 146,320, 1956.
8. J.Deckers and J.B.Fenn, Rev.Sci.Instr. 34,96,1963.
9. Г.В.Липман, А. Рошко. Элементы газовой динамики ИИИ 1960,стр.154.
10. M.Knudsen, Ann. d. Phys. 48, 1113, 1915.
11. P.L.Owen and C.K.Thornhill, см. (8).
12. Б.П.Адьясевич, В.Г.Антоненко. ПТЭ, № 2, 126,1963.

Приложение

Газодинамические соотношения для сверхзвукового сопла.

Зависимость от числа Маха M следующих величин

1) Степени расширения

$$\frac{P_0}{P} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (\text{П.1})$$

2) Степени охлаждения

$$\frac{T_0}{T} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right) \quad (\text{П.2})$$

3) Изменения скорости звука

$$\frac{\alpha_0}{\alpha} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{П.3})$$

4) Изменения плотности частиц

$$\frac{N_0}{N} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (\text{П.4})$$

5) Частичного фактора интенсивности, отнесенного к абселеру

$$G(M) = \frac{M(3 + \gamma M^2)}{\left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right]^{\frac{3}{2}}} \quad (M \geq 3) \quad (\text{П.5})$$

6) Полного фактора интенсивности

$$F(M) = \frac{M(3 + \gamma M^2)}{\left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right]^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{\gamma-1}} \quad (\text{П.6})$$

$(M \geq 3)$

Двухатомный газ.

$\gamma = 1,4$

Таблица 3.

M	T_0/T	a_0/a	P_0/P	N_0/N	G	F
3	2,8	1,673	36,73	13,12	27,97	2,132
3,5	3,45	1,857	76,27	22,11	37,97	1,717
4	4,2	2,049	151,8	36,15	49,58	1,371
4,5	5,05	2,247	230	45,52	62,78	1,096
5	6,0	2,450	529	88,18	77,57	0,879
5,5	7,05	2,655	930	132	93,94	0,712
6	8,2	2,864	$1,58 \cdot 10^3$	192	112	0,581
6,5	9,45	3,074	$2,59 \cdot 10^3$	274	131	0,479
7	10,8	3,286	$4,14 \cdot 10^3$	383	152	0,398
7,5	12,25	3,5	$6,43 \cdot 10^3$	525	175	0,334
8	13,8	3,715	$9,76 \cdot 10^3$	707	199	0,282
8,5	15,45	3,931	$1,45 \cdot 10^4$	938	225	0,240
9	17,2	4,147	$2,11 \cdot 10^4$	$1,23 \cdot 10^3$	252	0,206
9,5	19,05	4,365	$3,02 \cdot 10^4$	$1,58 \cdot 10^3$	282	0,178
10	21,0	4,583	$4,24 \cdot 10^4$	$2,02 \cdot 10^3$	312	0,154
10,5	23,05	4,801	$5,88 \cdot 10^4$	$2,55 \cdot 10^3$	344	0,1349
11	25,2	5,02	$8,03 \cdot 10^4$	$3,19 \cdot 10^3$	378	0,1187
11,5	27,45	5,239	$1,08 \cdot 10^5$	$3,95 \cdot 10^3$	413	0,1046
12	29,8	5,459	$1,44 \cdot 10^5$	$4,85 \cdot 10^3$	450	0,09299
12,5	32,25	5,679	$1,91 \cdot 10^5$	$5,91 \cdot 10^3$	488	0,08264
13	34,8	5,900	$2,49 \cdot 10^5$	$7,14 \cdot 10^3$	528	0,0739
13,5	37,45	6,120	$3,21 \cdot 10^5$	$8,58 \cdot 10^3$	569	0,06635
14	40,2	6,340	$4,12 \cdot 10^5$	$1,025 \cdot 10^4$	612	0,05978
14,5	43,05	6,561	$5,23 \cdot 10^5$	$1,216 \cdot 10^4$	657	0,05405
15	46,0	6,782	$6,60 \cdot 10^5$	$1,435 \cdot 10^4$	703	0,04900
15,5	49,05	7,004	$8,26 \cdot 10^5$	$1,685 \cdot 10^4$	751	0,04457
16	52,2	7,225	$1,028 \cdot 10^6$	$1,969 \cdot 10^4$	800	0,04065

M	T_0/T	a_0/a	P_0/P	N_0/N	G	F
3	4	2	32	8	27	3,375
3,5	5,08	2,25	58,26	11,46	36,35	3,172
4	6,33	2,52	100,9	15,94	47,15	2,958
4,5	7,75	2,78	167	21,57	59,40	2,753
5	9,33	3,06	266	28,51	73,10	2,564
5,5	11,08	3,33	409	36,90	88,25	2,392
6	13	3,61	609	46,87	104,8	2,237
6,5	15,08	3,88	883	58,58	122,9	2,098
7	17,33	4,16	1251	72,16	142,4	1,973
7,5	19,75	4,44	1733	87,77	163,4	1,860
8	22,33	4,83	2409	107,9	181,6	1,759
8,5	25,08	5,01	3151	125,6	206,4	1,667
9	28	5,29	4149	148,2	234,7	1,584
9,5	31,08	5,58	5387	173,3	261,4	1,508
10	34,33	5,86	6907	201,2	289,6	1,439
10,5	37,75	6,14	8755	231,9	319,1	1,376
11	41,33	6,43	$1,098 \cdot 10^4$	265,7	350,2	1,318
11,5	45,08	6,71	$1,36 \cdot 10^4$	302,7	382,6	1,264
12	49	7,00	$1,68 \cdot 10^4$	343	416,6	1,214
12,5	53,08	7,29	$2,05 \cdot 10^4$	386,8	451,9	1,168
13	57,33	7,57	$2,49 \cdot 10^4$	434,1	488,7	1,126
13,5	61,75	7,86	$3,00 \cdot 10^4$	485,2	527,0	1,086
14	66,33	8,14	$3,58 \cdot 10^4$	540,3	566,7	1,049
14,5	71,08	8,43	$4,26 \cdot 10^4$	599,3	607,8	1,014
15	76	8,72	$5,04 \cdot 10^4$	662,6	650,4	0,982
15,5	81,08	9,00	$5,92 \cdot 10^4$	730,1	694,4	0,951
16	86,33	9,29	$6,93 \cdot 10^4$	802,2	739,9	0,922

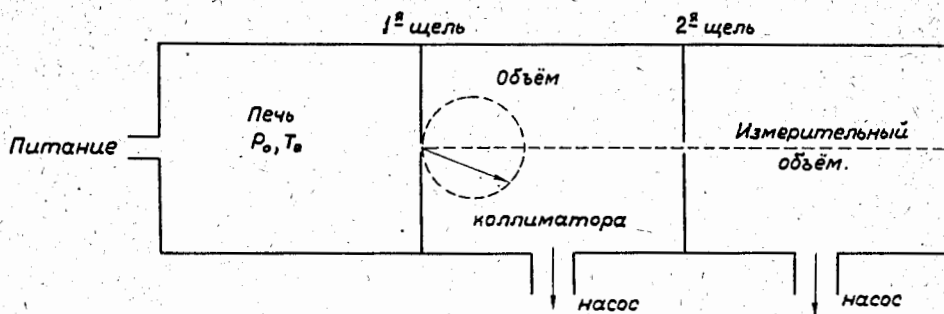


Рис.1. Устройство эффузионного источника молекулярного пучка.

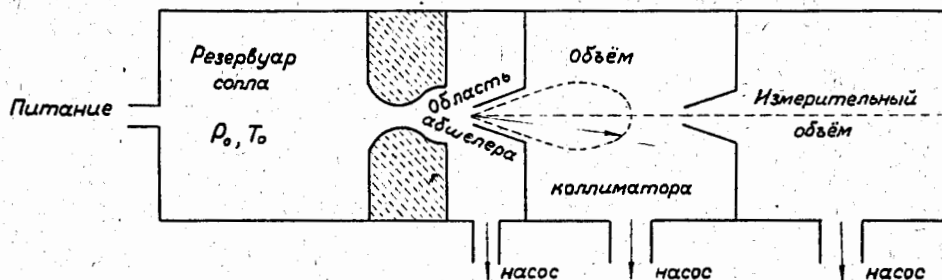


Рис.2. Формирование молекулярного пучка с помощью миниатюрного сверхзвукового сопла.

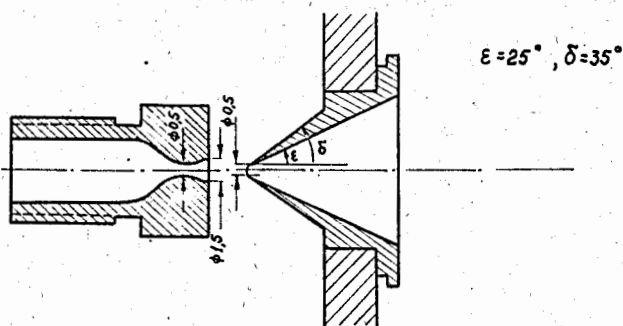


Рис.3. Схема первоначального сопла Беккера и Бира.

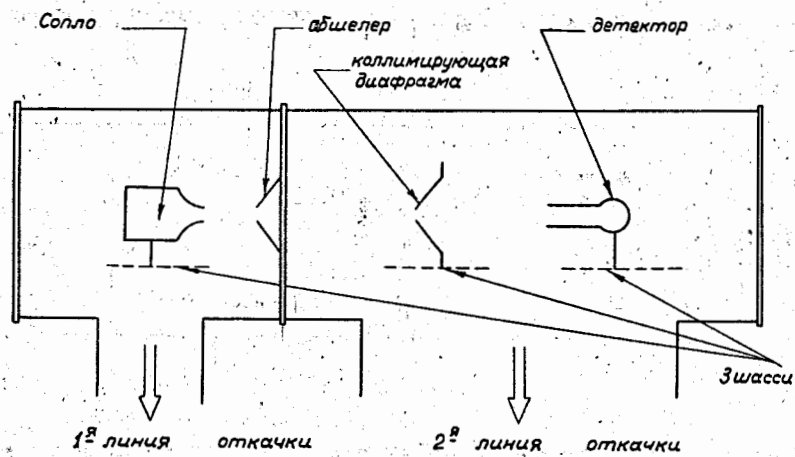


Рис.4. Схема установки Деккера и Фенна.

Молекулы/сек.

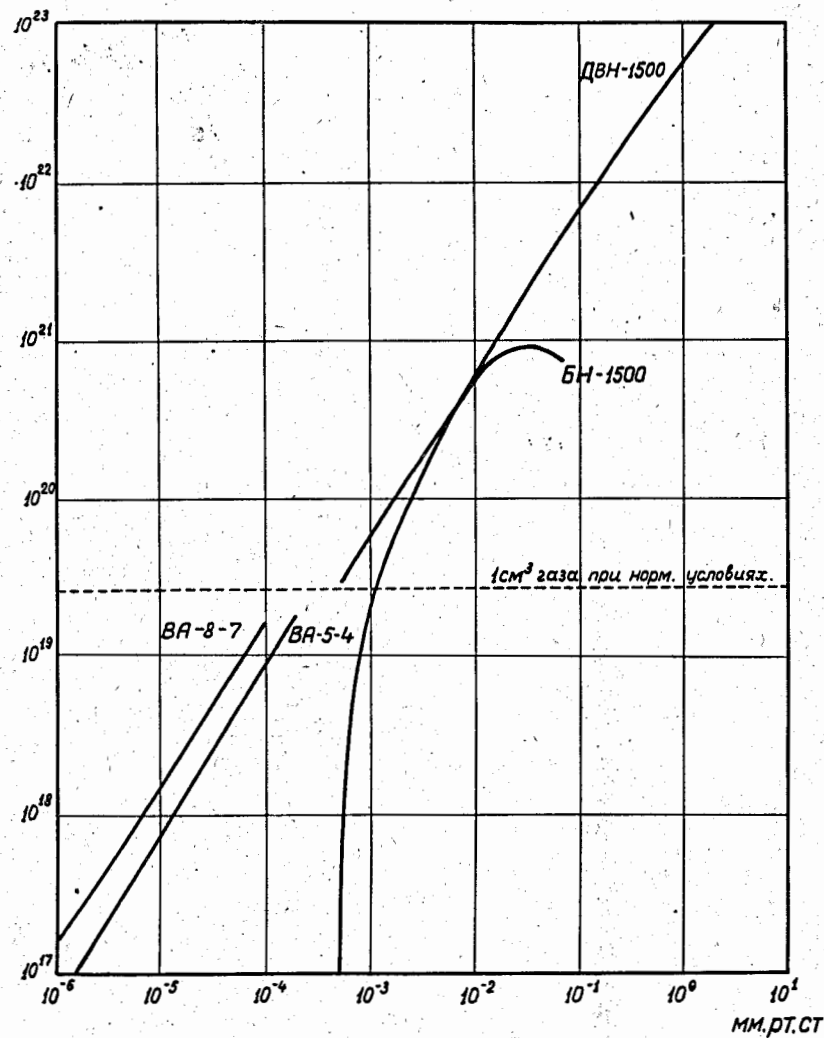


Рис.5. Быстрота откачки вакуумных агрегатов, выпускаемых в СССР.

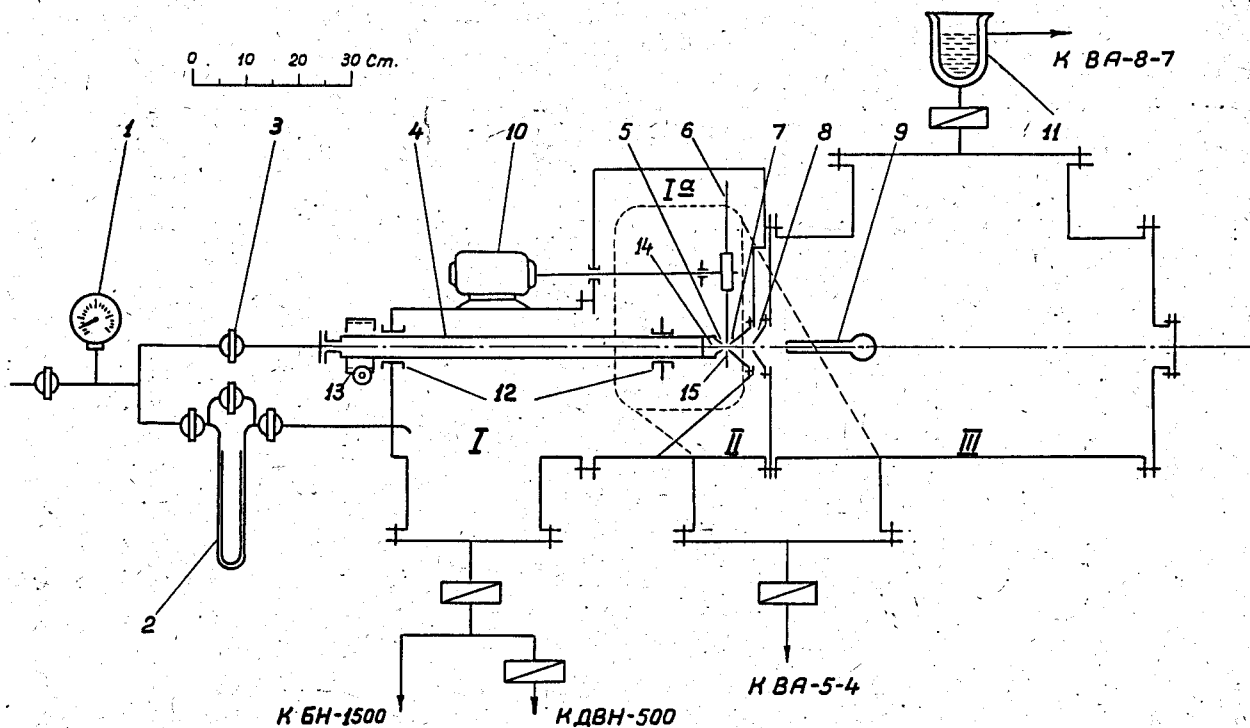


Рис.6. Схема установки для создания молекулярных пучков
Лаборатории ядерных проблем.

Рис.8. Многоструйные сопла.

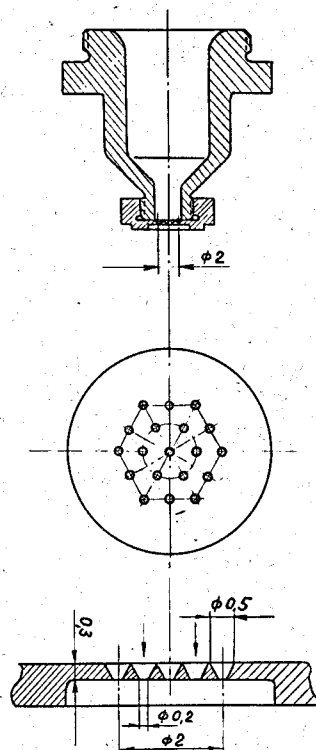
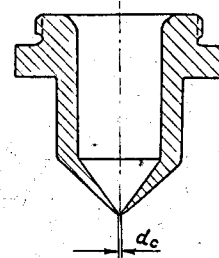


Рис.7. Конструкция сменного сопла.



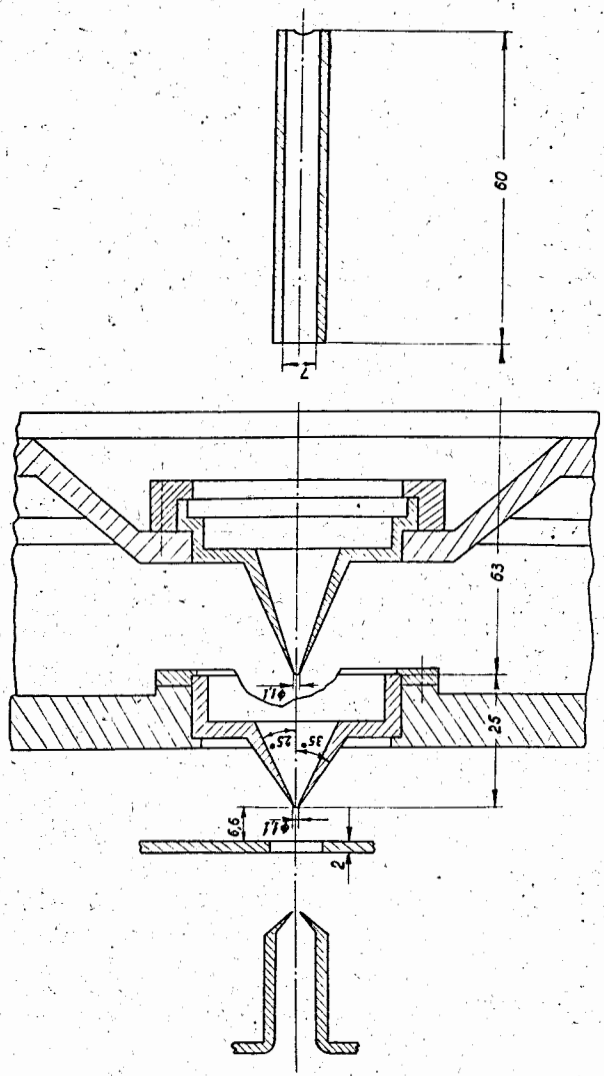


Рис.9. Геометрия сопла, абселера и выходной щели.

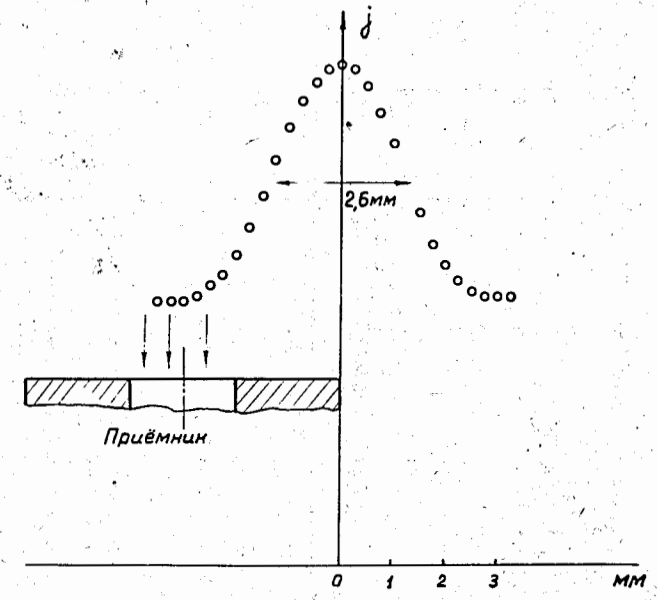


Рис.10. Профиль молекулярного пучка, измеренный компрессионной трубкой с входным диаметром отверстия 2 мм.

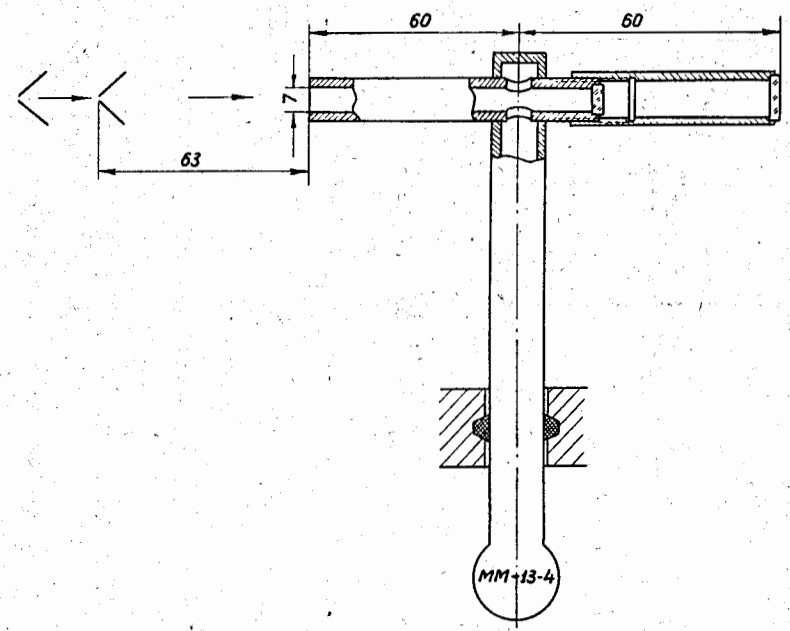


Рис.11. Устройство компрессионной трубки № 2.

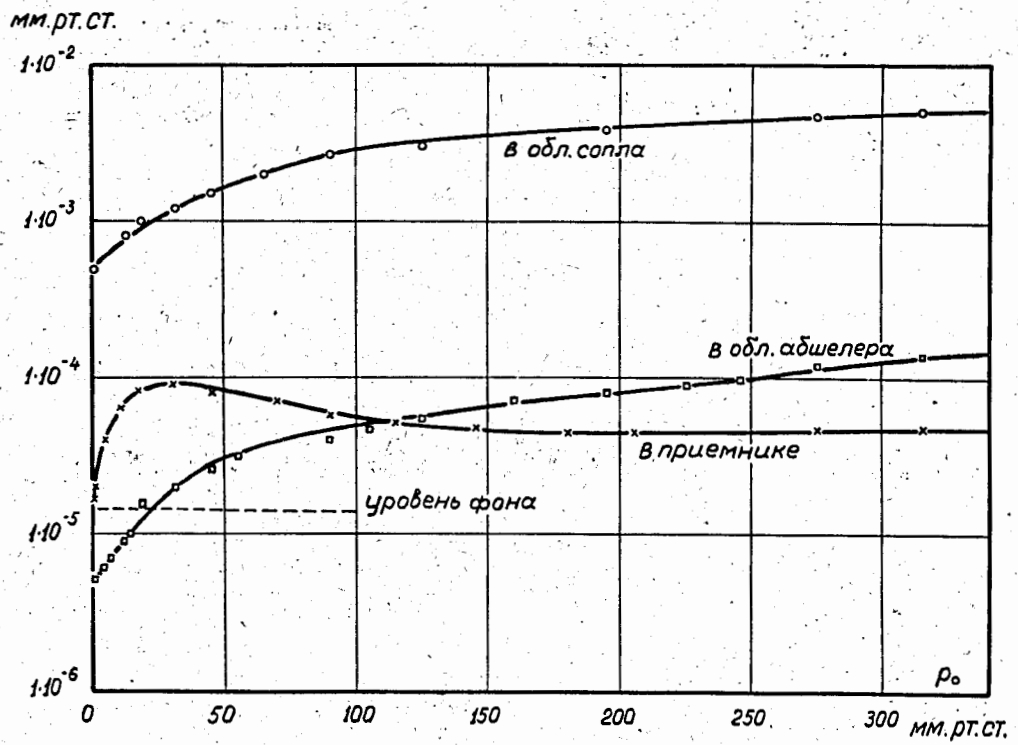


Рис.12. Типичные изменения давления в различных отсеках в зависимости от давления в резервуаре.

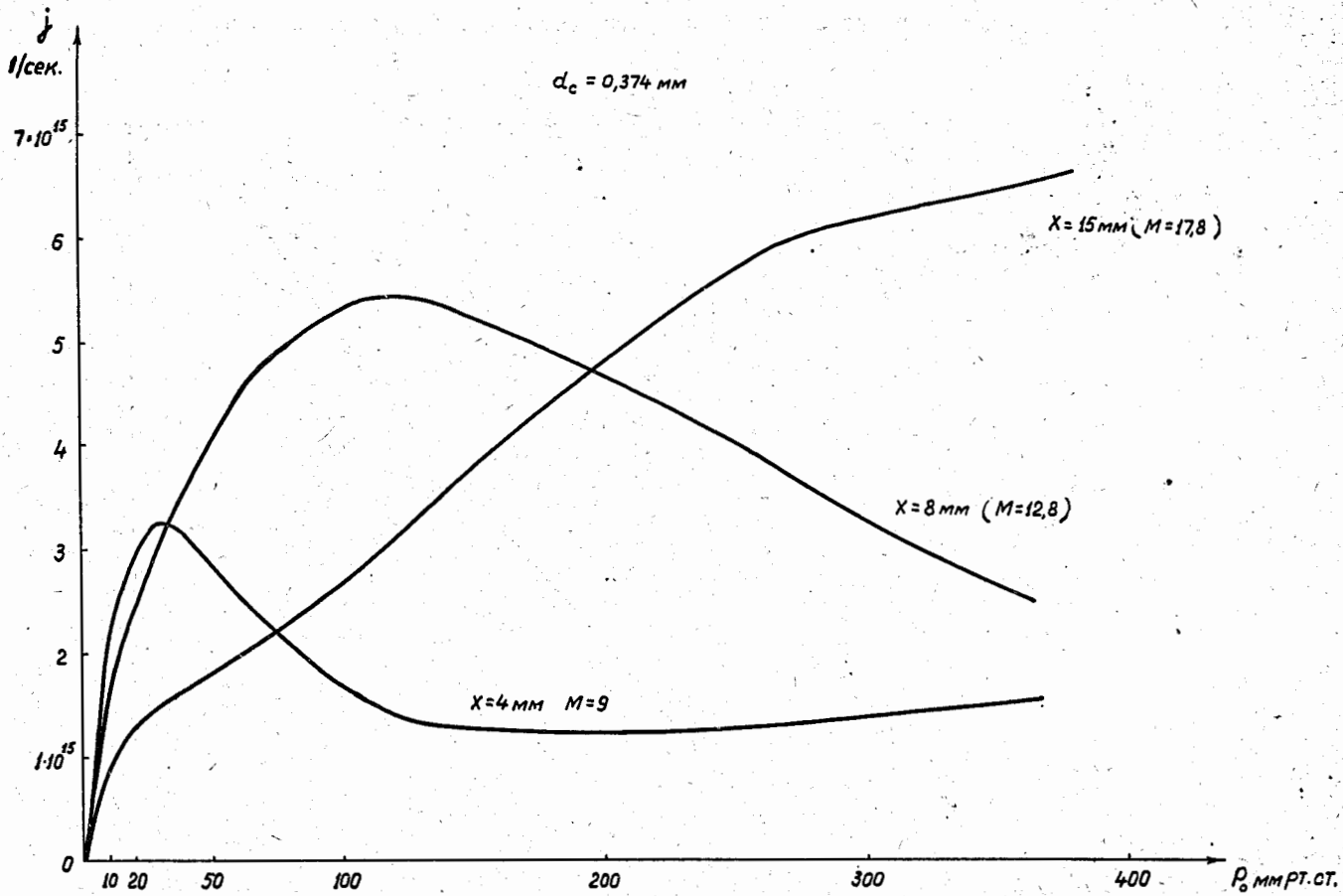


Рис.13. Интенсивности молекулярного пучка для сопла № 1.

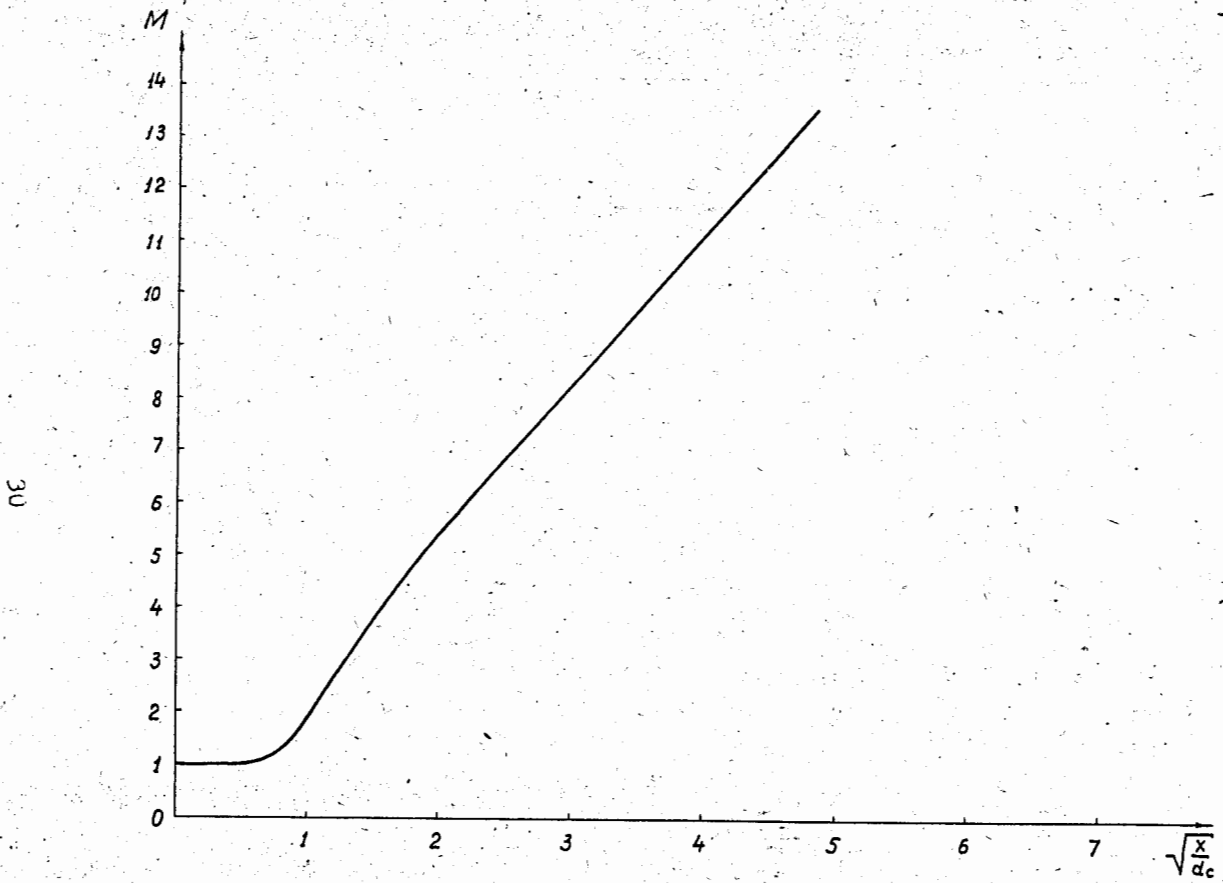


Рис.14. Зависимость числа Маха M в потоке от сопла, имеющего круглое отверстие.

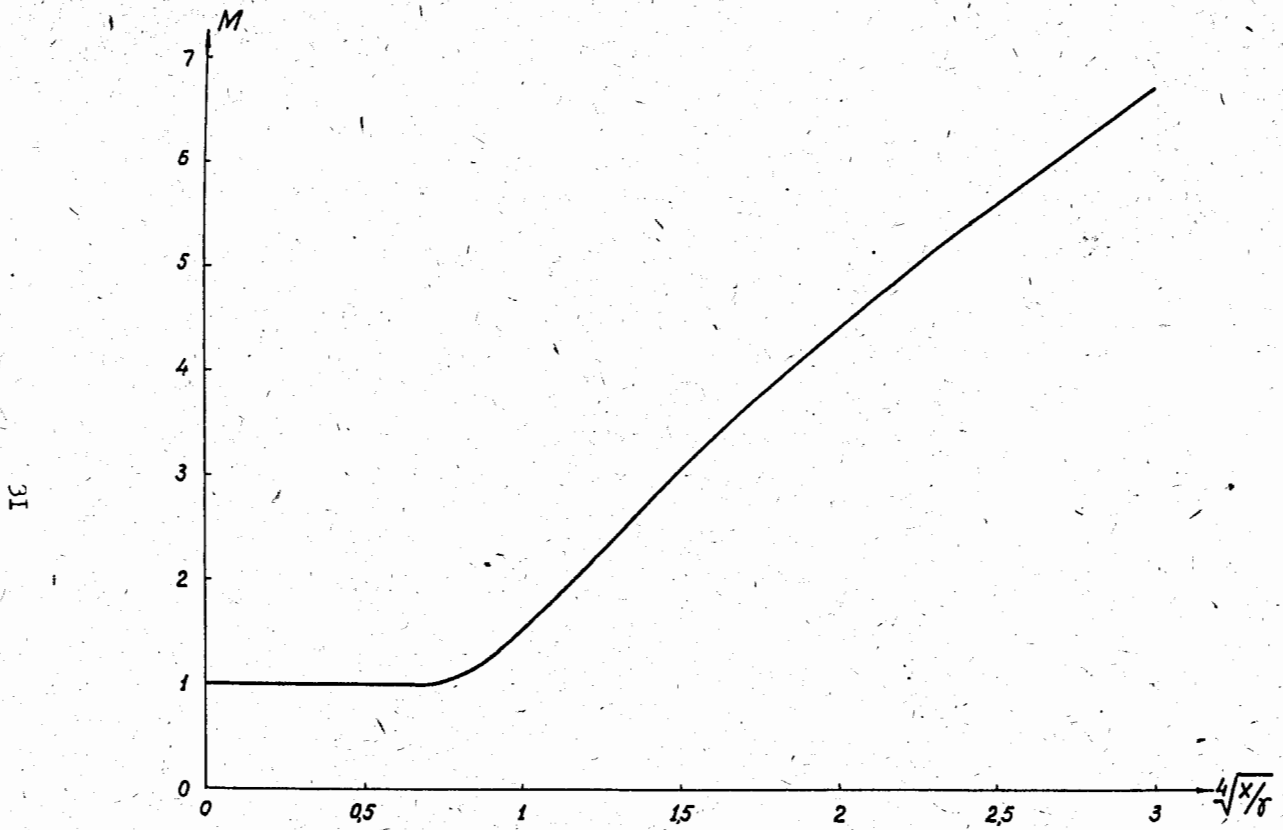


Рис.15. Зависимость числа Маха M в потоке от сопла в виде узкой щели.

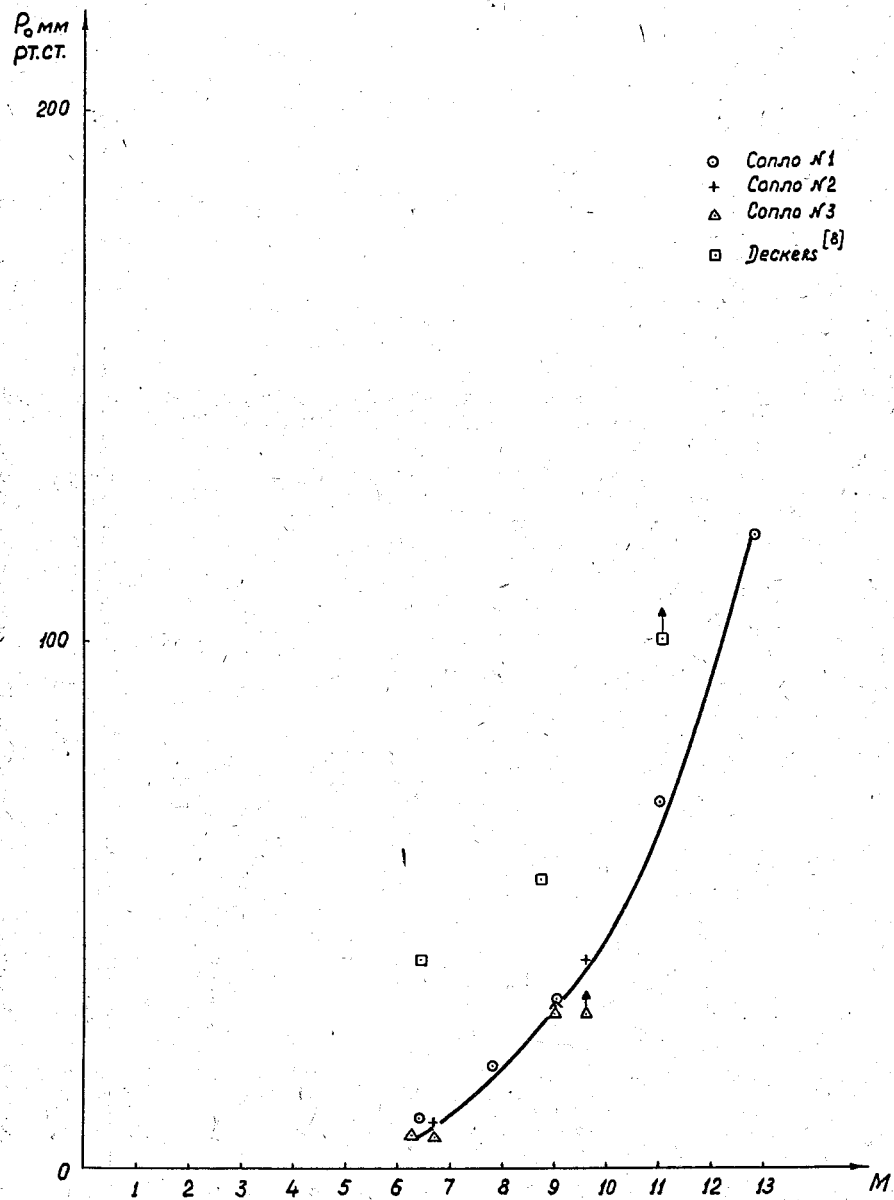


Рис.16. Положение максимума кривых $j(p_0)$ в зависимости от числа Маха M .

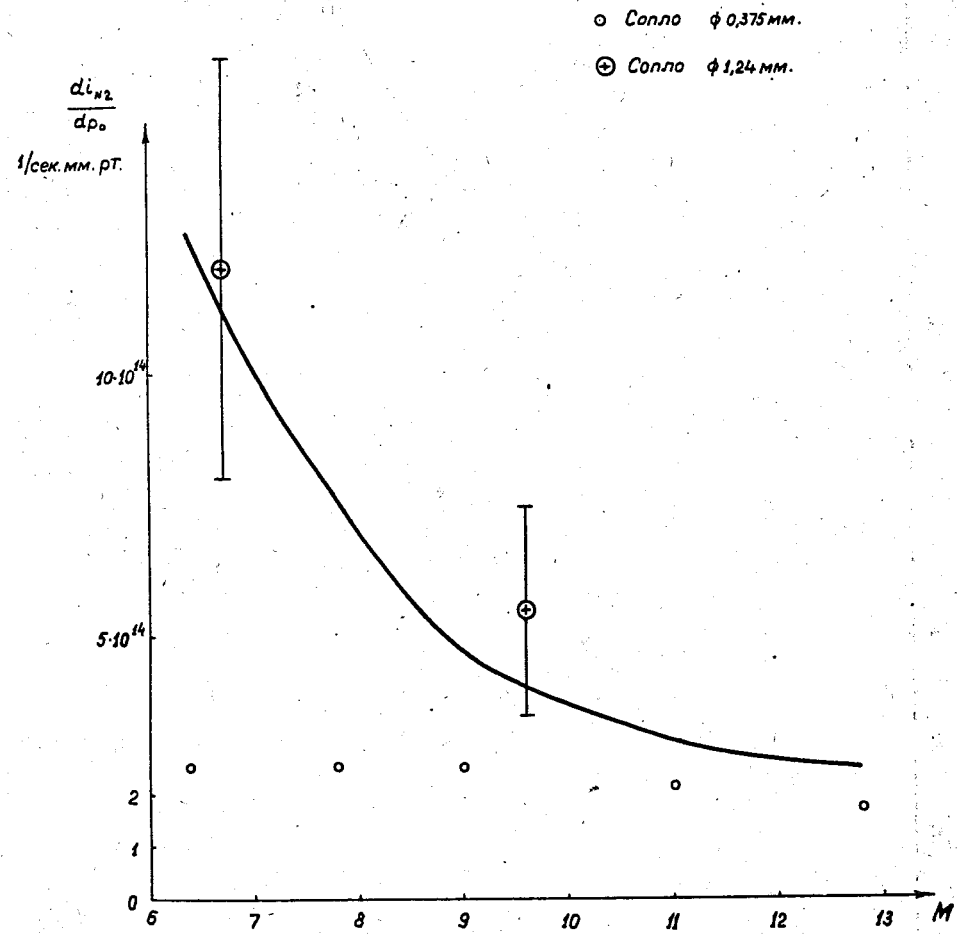


Рис.17. Расчетные значения начального наклона кривых $j(p_0)$ и результаты его измерения.

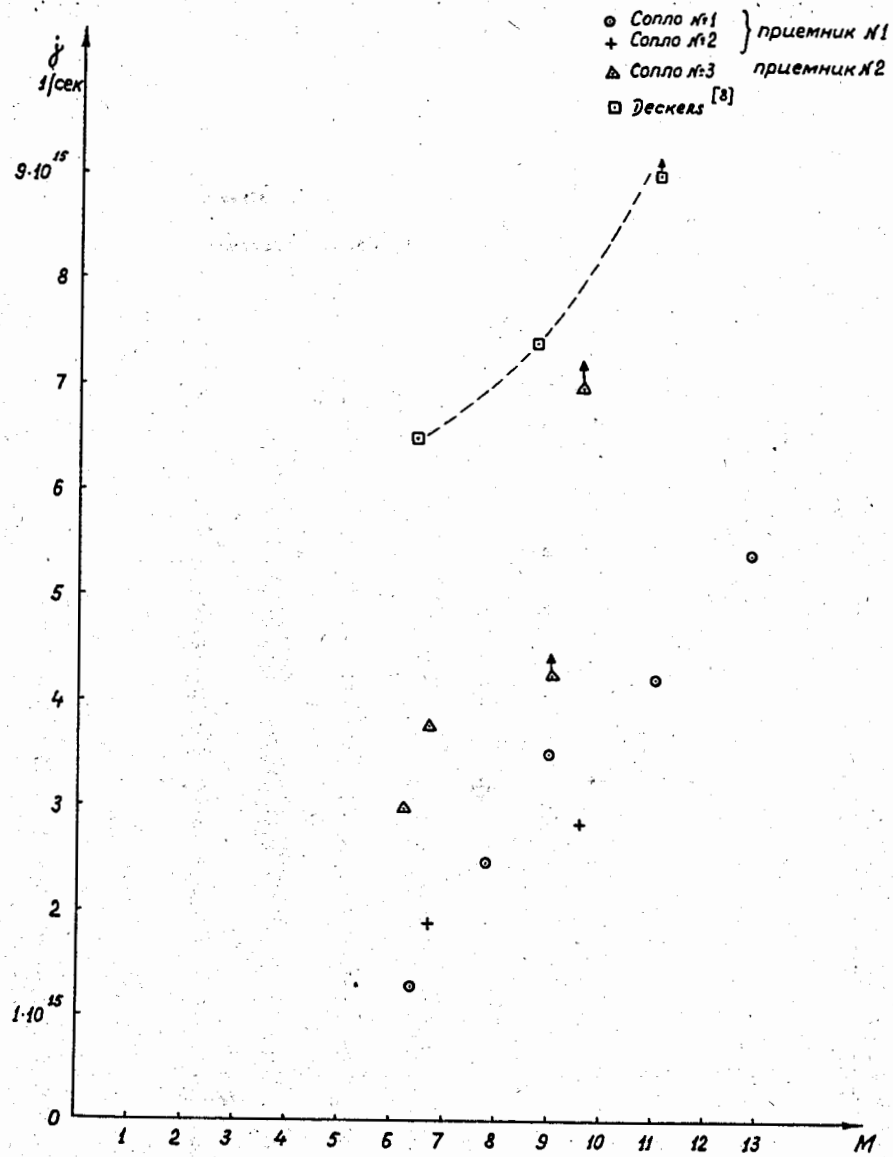


Рис.18. Интенсивность молекулярного пучка в максимуме.

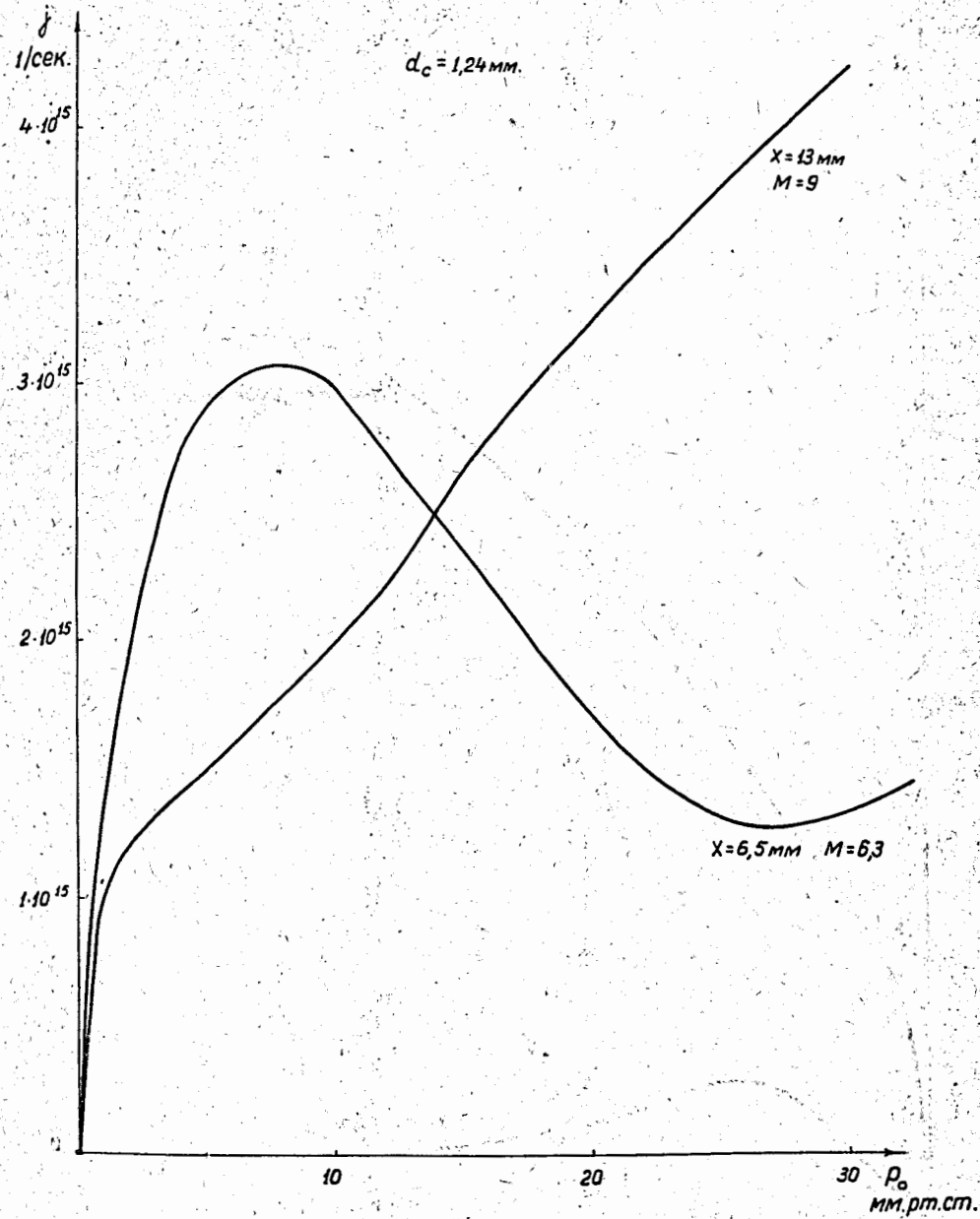


Рис.19. Интенсивность молекулярного пучка для сопла № 3.

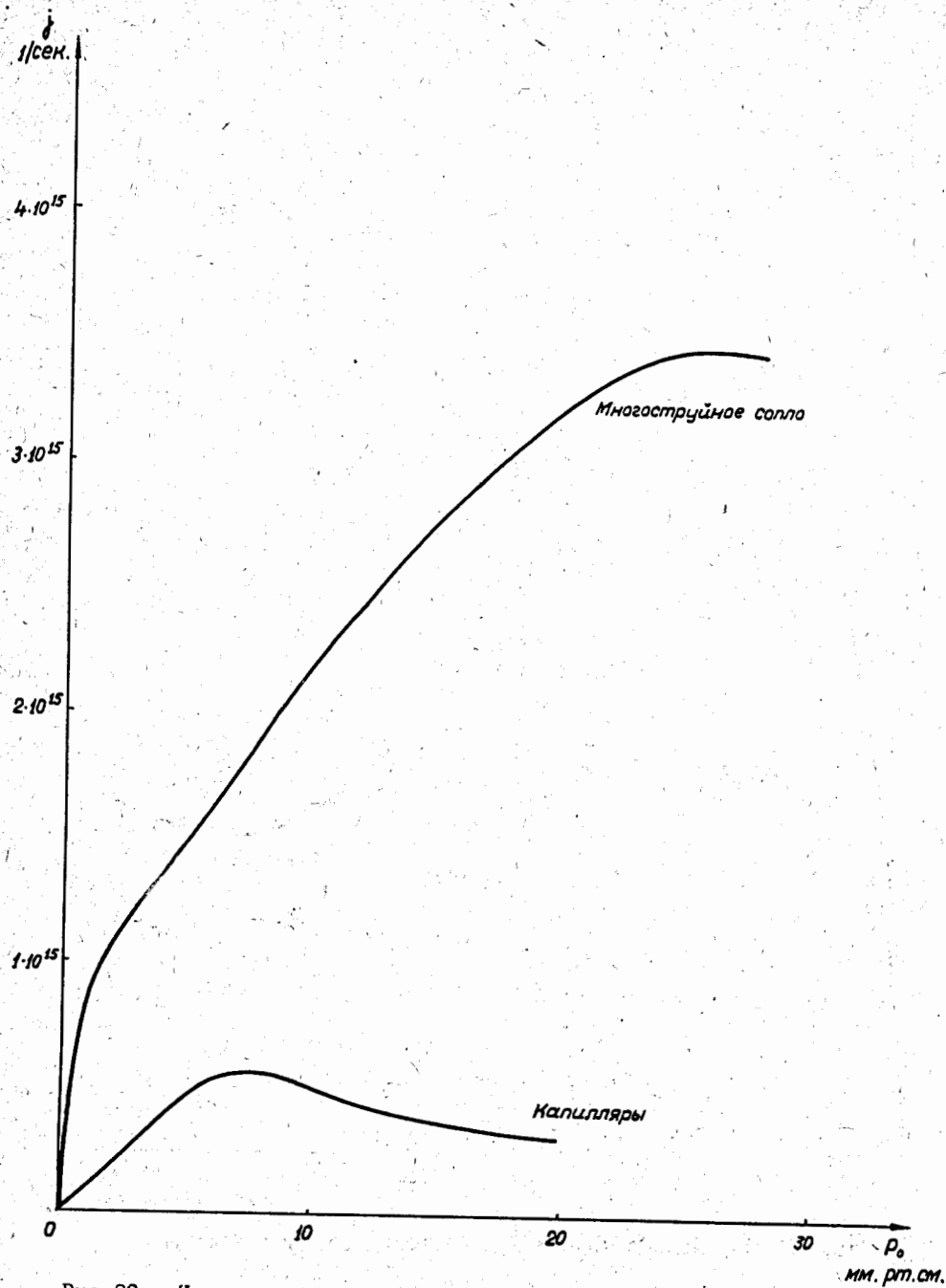


Рис.20. Интенсивность молекулярного пучка для многоструйных сопел и капилляров Адьясевича.