

И И С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН С С С Р

ПРЕПРИНТ И Я Ф 35 - 73

Г.И.Димов, Г.В.Росляков

ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ПЕРЕЗАРЯДНОГО
ИСТОЧНИКА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА

Новосибирск

1973

ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ПЕРЕЗАРЯДНОГО ИСТОЧНИКА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА

Г.И.Димов, Г.В.Росляков

А Н Н О Т А Ц И Я

Описывается модифицированный перезарядный источник ионов H^- с током до 54 ма в импульсе длительностью 100 мксек, нормализованный эмиттанс пучка 0,2 мрад.см x 0,025 мрад.см. Приведены результаты исследования дугового источника плазмы, многоячейстой сеточной системы вытягивания протонов из плазмы и формирования пучка с перезарядкой в водороде. Протоны вытягиваются с поперечной температурой $\sim 0,25$ эв, ток протонов до 3а. До 92% протонов проходит через жалюзную вытягивающую сетку, за которой их пространственный заряд компенсируется электронами. Выход ионов H^- из перезарядной мишени достигает 90% от ожидаемого. Рассеяние в мишени не вносит заметного вклада в угловой разброс, получаемый, в основном, при прохождении жалюзной сетки.

На рис.1 приведена общая экспериментальная схема. Мощный протонный пучок с током порядка нескольких ампер вытягивается из плазмы импульсного дугового источника 1, ускоряется системой сеточных электродов 2 и поступает в перезарядную трубку 3. Пучок ионов H^+ , образовавшихся в результате перезарядки, фокусируется электростатической линзой 4, пропускается через магнитный анализатор 5 (поворот 45° , радиус 45 см) и поступает в цилиндр Фарадея 6. Форма и размеры пучка контролируются подвижным сцинтиллирующим экраном 7. Настоящий источник подобен описанному в (1,2,3) и отличается рядом существенных усовершенствований, цель которых состояла в увеличении интенсивности пучка ионов H^+ и повышении надежности работы.

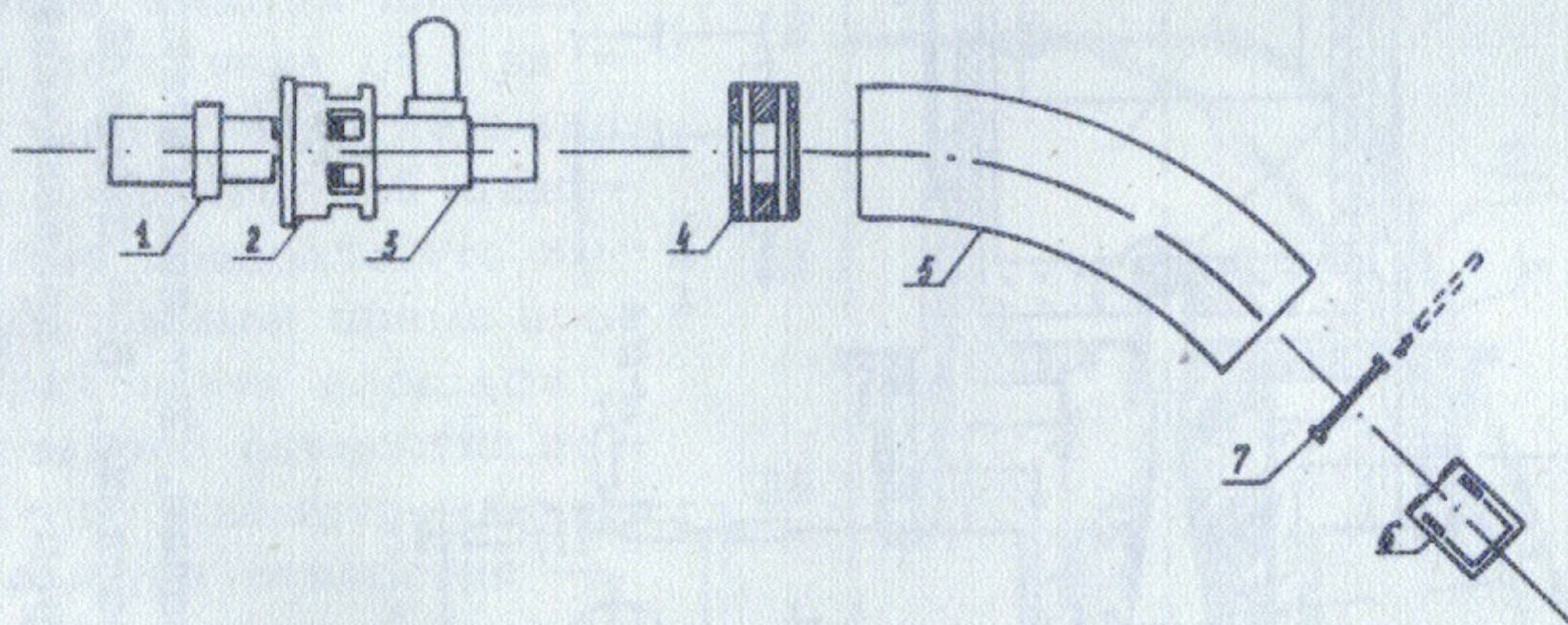


Рис.1.

Источник плазмы. Конструкция источника плазмы и системы формирования пучка показаны на рис.2. Для повышения долговечности плазменного источника, которая в основном определяется эрозией катода, увеличен диаметр полости катода вблизи катодной диафрагмы до 10 мм, вследствие чего катод имеет полость конической формы. При использовании катода с цилиндрической полостью может возникать неустойчивость дугового разряда. У чисто медного катода затруднено поджигание разряда. Введение кольцевой вставки из дюралюминия в торец катода позволило существенно уменьшить мощность поджигающего импульса и практически исключило пропуски поджига разряда. Изменение формы

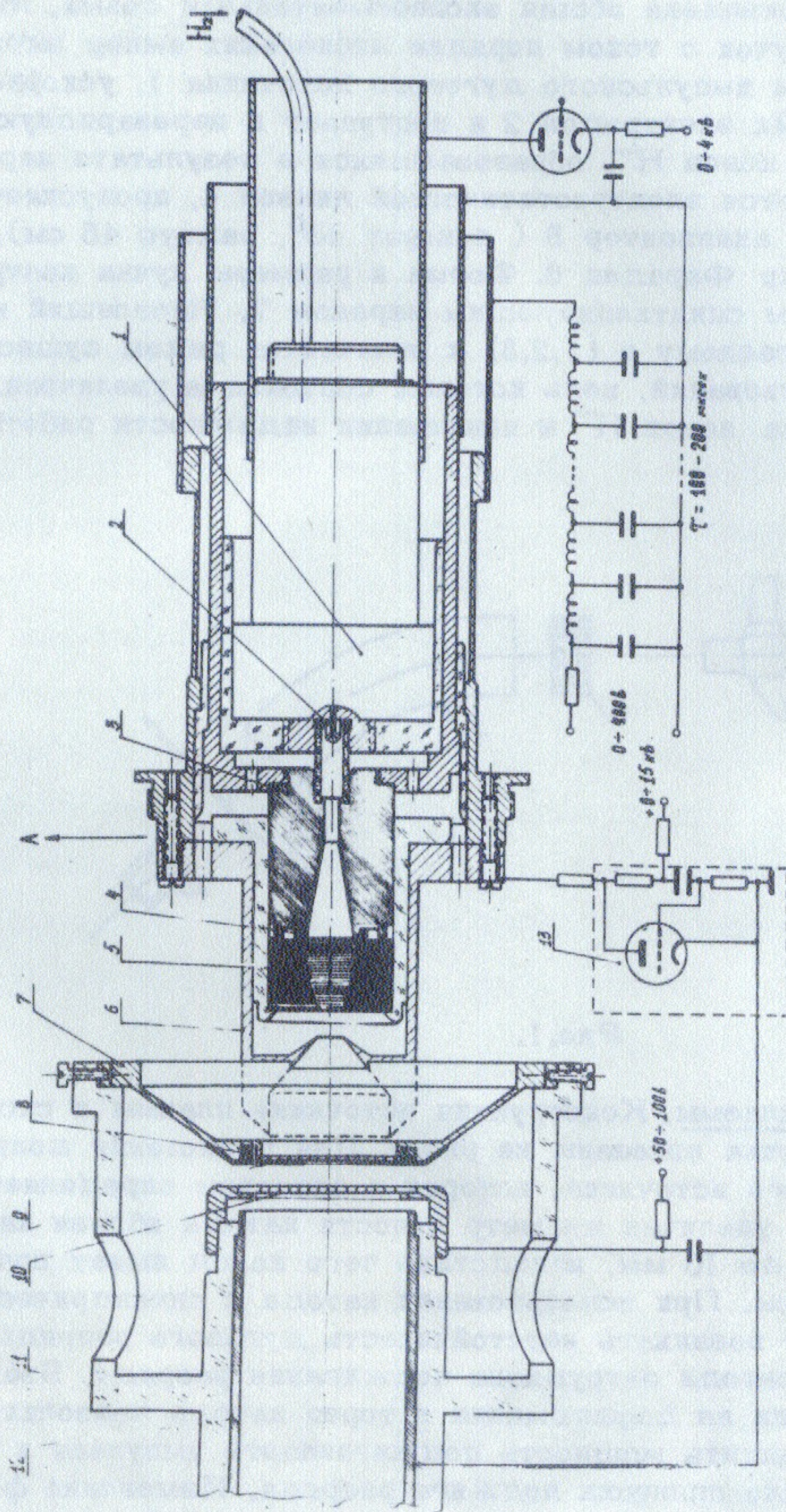


Рис.2. 1 - газовый клапан, 2 - поджигающий электрод, 3 - катод, 4 - катодная вставка, 5 - дуговой канал, 6 - анод, 7 - конический электрод, 8 - проволочная сетка, 9 - диафрагма, 10 - жалюзная сетка, 11 - изолятор, 12 - перезарядная трубка, 13 - схема защиты вытягивающего промежутка.

катода повлекло за собой изменение геометрии дуговой камеры, которая теперь представляет собой конический диафрагмированный канал длиной 15 мм, при этом пять первых прикатодных диафрагм имеют одинаковые отверстия диаметром 10 мм, далее отверстия в диафрагмах плавно уменьшаются по мере приближения к аноду. Диафрагмы — медные толщиной 0,5 мм, шаг диафрагм 0,8 мм. Изменениям подверглась также форма анода. Испытывались два типа анодов: с экспандером и без него, которые на рис.2 изображены соответственно пунктирными и сплошными линиями. При одинаковых режимах дугового разряда на одинаковых расстояниях от анодного отверстия поток плазмы выше для анодов с экспандером, а однороднее, как это видно из рис.3, для анодов без экспандера. Нами принят анод без экспандера.

Изучение зависимости выхода плазмы из источника от диаметров отверстий в аноде и прианодной диафрагме показало, что выход плазмы прямо пропорционален площади анодного отверстия, пока его диаметр меньше диаметра отверстия в диафрагме и не меняется при дальнейшем увеличении отверстия в аноде. С уменьшением отверстия в прианодной диафрагме выход плазмы возрастает, что, по видимому, связано с увеличением выбрасывающих плазму электромагнитных сил вследствие повышения плотности разрядного тока. Так при уменьшении этого диаметра с 5 мм до 3,6 мм выход плазмы увеличивается на 5 — 10%. Для более эффективного использования плазмы дугового разряда отверстия в аноде и анодной диафрагме рационально принимать одинаковыми.

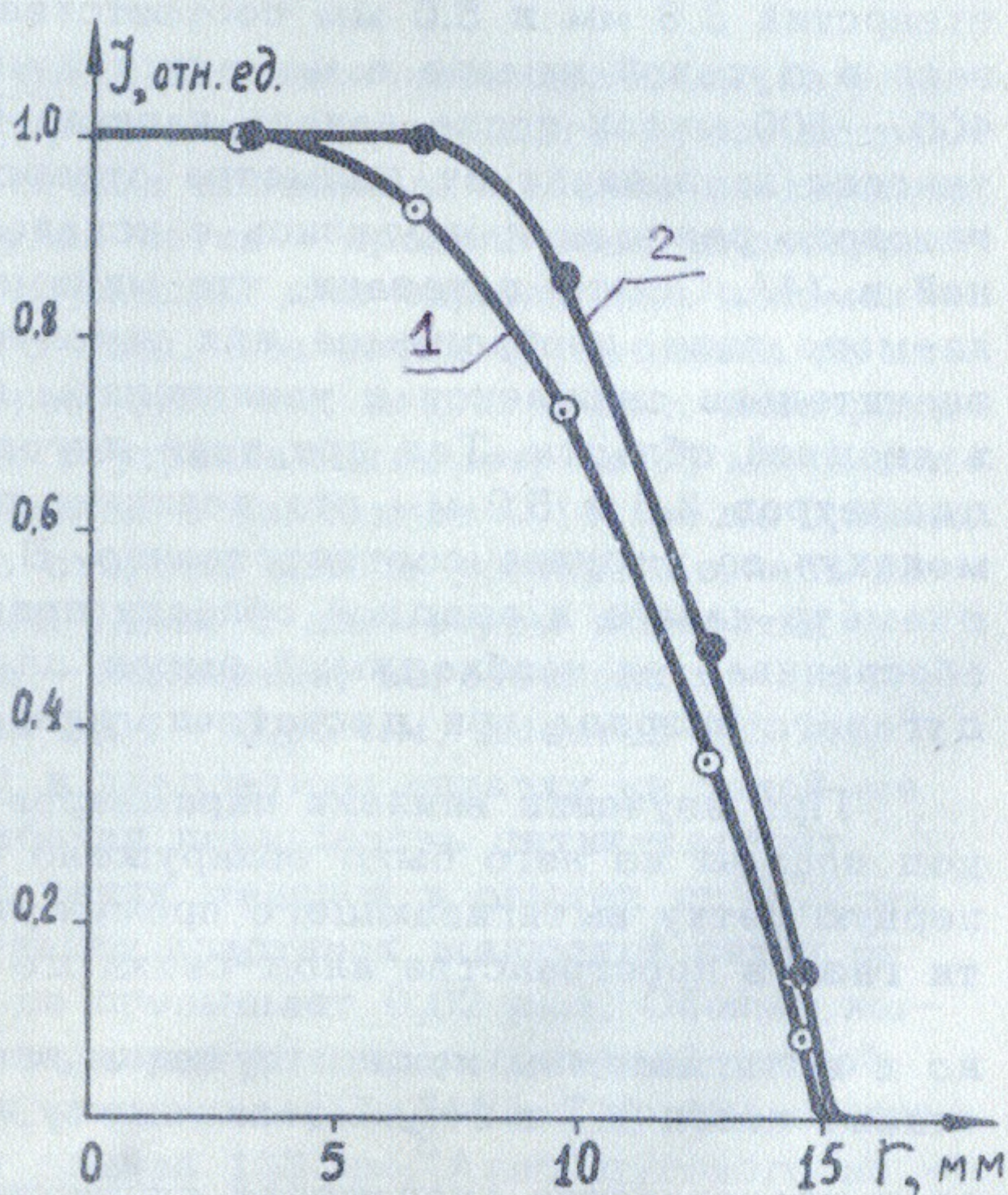


Рис.3. Распределение плотности потока плазмы вблизи сеток 1 — анод без экспандера, 2 — анод с экспандером.

Выбор диаметра этих отверстий связан с наблюдавшейся неустойчивостью дугового разряда, развивающейся в анодной области при больших токах разряда. Характерная осциллограмма тока разряда в неустойчивом режиме приведена на рис.4г. После нескольких часов работы в неустойчивом режиме на поверхности прианодной диафрагмы, обращенной к анодному отверстию, появились следы эрозии; в устойчивом режиме эрозия диафрагм не наблюдается. Порог неустойчивости по току разряда существенно зависит от плотности газа в дуговой камере и возрастает с увеличением последней. Газовый режим источника следующий: напуск и накопление газа в камере - 400 мксек, время истечения газа из камеры зависит от диаметра дугового канала в анодной области и равно 1,4 мсек и 1,15 мсек для анодов с диаметрами отверстий 3,6 мм и 5,0 мм соответственно. При этом плотность газа в дуговой камере в момент поджигания дугового разряда - 400 - 600 мксек после начала напуска газа - максимальна и практически не зависит от диаметра отверстия в аноде. Измерения газового режима проводились с использованием методики, описанной в /4/. Опыты показали, что минимальное количество напускаемого газа, необходимое для устойчивости дугового разряда, значительно снижается с увеличением диаметра дугового канала в анодной области. Так при токе дугового разряда 500а, для диаметров 3,6 и 5,0 мм эта величина равна $2,4 \cdot 10^{17}$ и $1,2 \cdot 10^{17}$ молекул за импульс соответственно. В окончательном варианте диаметр канала в анодной области принят равным 5 мм, при этом обеспечивается необходимый выход плазмы в устойчивом режиме дугового разряда при достаточно низком расходе газа.

При изучении влияния параметров дугового источника на выход плазмы из него было обнаружено снижение потока плазмы на первую сетку вытягивающего промежутка при увеличении плотности газа в пространстве анод-сетка до $\sim 10^{15} \frac{\text{мол}}{\text{см}^3}$. Одновременно в вытягиваемом ионном пучке значительно возрастало содержание ионов H_2^+ и H_3^+ . По-видимому, при указанной плотности газа в пространстве анод-сетка существенную роль играют процессы рекомбинации плазмы и перезарядки. Повышение плотности газа в вытягивающем промежутке выше $10^{15} \frac{\text{мол}}{\text{см}^3}$ может привести к перезарядке ионов в нём и существенно увеличит энергетический

разброс ионов в пучке. По этой причине были предприняты меры по улучшению откачки газа из пространства анод-сетка, позволившие снизить там плотность газа до величины $\approx 10^{13} \frac{\text{мол}}{\text{см}^3}$.

В окончательном варианте параметры дугового источника плазмы следующие: плотность газа в дуговой камере в момент зажигания разряда $1 - 3 \cdot 10^{16} \frac{\text{мол}}{\text{см}^3}$, ток дугового разряда

400 - 800 а, падение напряжения на разряде 67 - 70 в во всем диапазоне изменения тока, длительность разряда 100 - 200 мксек. Волновое сопротивление формирующей линии, питающей дуговой промежуток 0,2 - 0,4 ом; расход водорода до $3 \cdot 10^{17}$ мол за импульс.

Система получения пучка. Для извлечения протонов из плазмы дугового источника и формирования протонного пучка используется система из двух сеточных плоскопараллельных электродов, изображенная на рис.2. Первая сетка - проволочная, смонтирована в конический электрод, служащий для экранировки плазменной струи от вытягивающего поля. Эта сетка изготовлена из никелевых проволочек диаметром 0,05 мм, закрепленных электролитически на медной оправе с внутренним диаметром 30 мм и толщиной 3 мм. Шаг сетки менялся в опытах от 0,14 мм до 0,34 мм. На полотно первой сетки со стороны зазора устанавливалась никелевая диафрагма толщиной 0,2 мм с диаметром отверстия 10 - 22,5 мм. Вторая сетка - жалюзная, изготовлена из пластинок стали Х18Н9Т толщиной 0,04 - 0,05 мм, высотой 0,5 мм, сваренных точечной сваркой в квадратную оправку из такой же стали толщиной 0,8 мм. Рабочая поверхность сетки-квадрат 28 x 28 мм. Шаг жалюзной сетки менялся в опытах от 0,22 мм до 0,34 мм. Среднее отклонение пластинок жалюзной сетки от нормали к плоскости сетки не превышает 0,02 рад. Обойма жалюзной сетки жестко связана через изолятор с первой сеткой. За второй сеткой находится медная перезарядная трубка с внутренним диаметром 34 мм и длиной 135 мм. Анод дугового источника находится под потенциалом $U_0 = + 0 \div 15$ кв относительно земли. Потенциал первой сетки - плавающий, в момент попадания на неё плазменной струи он становится равным потенциалу дугового источника. Потенциал жалюзной сетки - 50 \div 90 в, перезарядная трубка заземлена. При попадании плазмы на первую

сетку, электрическое поле в межсеточном зазоре вытягивает протоны из плазмы и формирует протонный пучок. Применение жалюзной сетки и введение в систему питания схемы защиты вытягивающего промежутка от пробоев (см. рис. 2) практически исключили случаи перегорания нитей сеток при пробоях, и позволили значительно сократить срок тренировки вытягивающего промежутка.

Проходящий через жалюзную сетку протонный пучок ионизирует газ в перезарядной трубке, в результате осуществляется компенсация его пространственного заряда. При достаточной плотности газа в трубке протоны перезаряжаются в быстрые атомы и отрицательные ионы. Максимальный выход ионов H^- достигается дополнительным напуском водорода в трубку электромагнитным клапаном в количестве $3 \cdot 10^{16}$ молекул за импульс за 400 - 600 мксек до поджига дугового разряда. Подача отрицательного потенциала на жалюзную сетку относительно перезарядной трубки предотвращает попадание электронов из трубки в вытягивающий промежуток и значительно снижает ток в нём.

Методика наблюдений. Кроме измерений выхода ионов H^+ и H^- за анализирующим магнитом по рис. 1 измерялось распределение потока плазмы в плоскости извлечения протонов, контролировались токи на жалюзную сетку и в перезарядную трубку и снималось угловое распределение частиц в выходящем пучке.

Для определения распределения плотности потока плазмы, создаваемой дуговым источником, использовалась система изолированных кольцевых зондов из нержавеющей стали, которая помещалась вместо второй сетки, при этом диафрагма на первую сетку не ставилась. По измеренным плотностям тока на зонды можно судить о распределении плотности потока плазмы в области первой сетки. Измерения тока носят относительный характер из-за значительной вторичной эмиссии с зондов.

С жалюзной вытягивающей сеткой оказалось невозможным точное измерение протонного тока в перезарядную трубку. В случае с проволочной вытягивающей сеткой, когда толщина сетки l много меньше её шага S , подачей на трубку положительного потенциала удается предотвратить уход электронов из перезарядной мишени в вытягивающий промежуток. При этом вторичные ионы, образованные пучком в мишени, еще не могут уйти на сетку из-за того, что на расстояние $\sim S$ за полотно сетки проникает электрическое поле из вытягивающего промежутка, воз-

вращающее ионы в трубку. Иная ситуация в системе с жалюзной сеткой, когда $l > S$. Вследствие значительной экранировки поля вытягивания не удаётся подобрать такой потенциал трубки относительно сетки, чтобы электроны уже не уходили в вытягивающий зазор, а вторичные ионы еще не попадали на сетку. Поэтому в отличие от системы с проволочной сеткой зависимость тока на заглушенную трубку от напряжения между трубкой и жалюзной сеткой не имеет "плато", а измерения токов на трубку и жалюзную сетку носят качественный характер. Лишь при минимальном расходе газа в источнике плазмы и без подачи газа в трубку можно ожидать, что измеренные величины токов на трубку и жалюзную сетку близки к действительным и характеризуют ток ионов, прошедших сквозь сетку, и усиленный за счет вторичной электронной эмиссии ток протонов на жалюзную сетку.

Для измерения углового разброса пучка применялось устройство, состоящее из вертикальной щели $1 \div 1,5$ мм x 10 мм, укрепленной на жалюзной сетке в центре пучка, и вертикальной щели 0,3 мм x 50 мм, двигающейся в горизонтальном направлении перпендикулярно пучку на расстоянии 200 мм от первой щели. За подвижной щелью ставился цилиндр Фарадея, который мог работать в режиме измерения тока протонов (при этом газ в перезарядную трубку не напускался) и в режиме измерения тока атомов H^0 по вторичной электронной эмиссии (при большом выходе H^0). Соответствующей ориентацией сеток и щели можно было независимо измерять угловой разброс пучка, вызванный начальными скоростями ионов в плазме, неоднородностью границы плазмы, поперечными электрическими полями вблизи жалюзной сетки.

Влияние плазменной границы на формирование пучка. При увеличении разрядного тока в источнике плазмы ток ионов H^+ на выходе сначала возрастает. При некотором оптимальном значении разрядного тока, величина которого растёт с увеличением вытягивающего напряжения, ток H^+ достигает максимального значения. Дальнейшее увеличение разрядного тока приводит к уменьшению тока H^+ , а также к усиленному возрастанию тока в вытягивающем промежутке и изменению формы осциллограмм этих токов. При этом также наблюдается ухудшение электрической прочности вытягивающего промежутка. На рис.4 приведены осциллограммы тока ионов H^+ и тока в вытягивающем промежут-

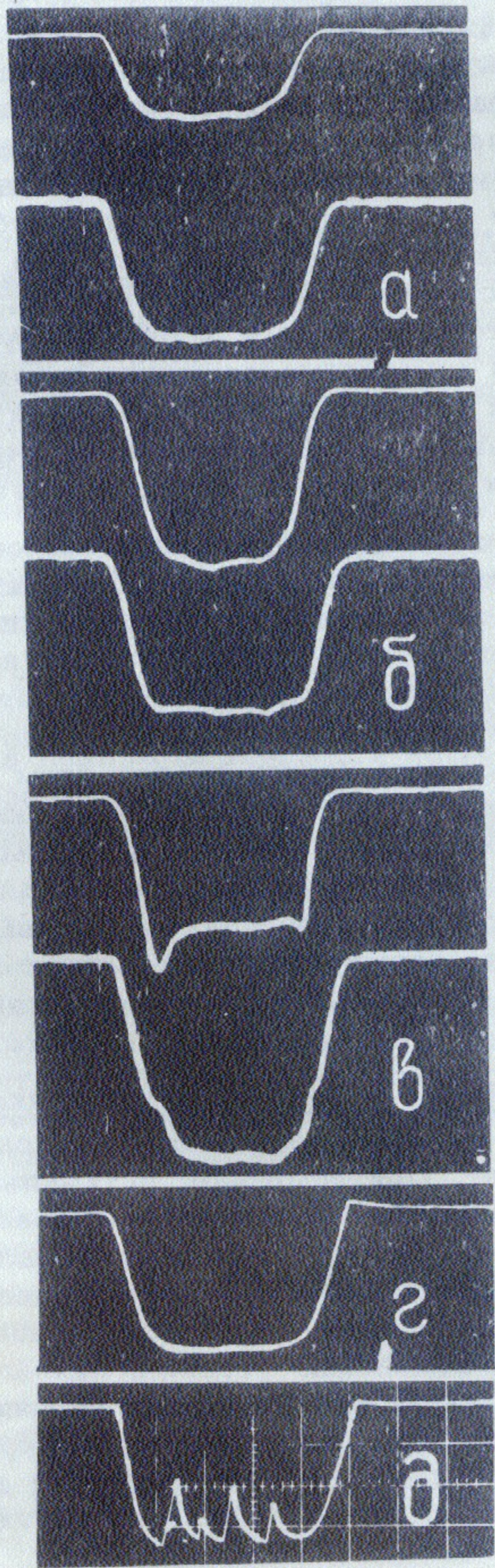


Рис.4. Осциллограммы тока H^- (вверху) и тока в вытягивающем промежутке (внизу) - "а", "б", "в"; ток дугового разряда в устойчивом - "г" и неустойчивом - "д" режимах.

ке при токах дугового разряда: а) - меньшем; б) - равном; в) - большем оптимального. На рис.6 приведены зависимости тока ионов H^- (кривая 4) и тока в вытягивающем промежутке (кривая 1) при оптимальных значениях разрядного тока от вытягивающего напряжения U_0 . Как видно из рисунка максимальный ток ионов H^- в области энергий пучка $7 \div 13$ кэв, где равновесный выход отрицательных ионов не изменяется (5), растет пропорционально величине $U_0^{3/2}$. В результате измерений распределения плотности частиц в пучке было обнаружено, что с ростом разрядного тока до оптимального значения расходимость пучка в направлении, параллельном нитям первой сетки, не меняется, а в перпендикулярном направлении значительно уменьшается. Дальнейшее увеличение разрядного тока приводит к увеличению расходимости пучка в обоих направлениях.

Приведенные факты связаны с обсуждаемыми ниже особенностями поведения плазменной границы при наличии на ней проводочной сетки. Параметры ионного пучка, вытягиваемого и формируемого системой сеточных электронов, существенным образом зависят от характеристик плазмы, из которой ведется извлечение ионов. При шаге сеток S , много меньшем зазора между сетками d , эмиттирующая поверхность однородной плазмы совпадает с плоскостью первой сетки, если $\lambda \ll S$, где λ - дебаевская длина экранирования, и плотность потока протонов с поверхности плазмы имеет оптимальное значение $j_{\text{опт}}^+ = \frac{\sqrt{2e} U_0^{3/2}}{9\pi d^2}$

Если $j^+ < j_{\text{опт}}^+$, то плазменная граница между нитями сеток становится вогнутой, при этом радиус прогиба не может превысить величины $\sim S$. При возрастании j^+ выше оптимального значения плазменная граница начинает прогибаться между нитями сетки в вытягивающий зазор, после выхода плазмы в зазор положение её границы перестает зависеть от первой сетки.

Если $j^+ \neq j_{\text{опт}}^+$, то граница плазмы не является плоской, что ведет к значительной расходимости пучка в направлении, перпендикулярном нитям первой сетки. Возрастание тока H^- с увеличением разрядного тока до оптимального значения обусловлено как возрастанием плотности протонного тока с поверхности плазмы, так и улучшением проходимости пучка к месту регистрации вследствие уменьшения углового разброса. Уменьшение тока H^- при разрядном токе, большем оптимального, связано с увели-

чением расходимости формируемого протонного пучка из-за проникновения плазмы за первую сетку.

Благодаря стабилизирующему влиянию первой сетки на границу плазмы величина максимального тока ионов H^+ не очень чувствительна к отклонению разрядного тока от оптимального. Тем не менее, для получения пучка ионов H^+ с хорошими качествами, необходимо обеспечить достаточно высокую однородность плазмы на эмиссионной поверхности и высокую стабильность её. Размеры эмиссионной поверхности с достаточно постоянной плотностью плазмы возрастают с увеличением расстояния между анодом источника плазмы и первой сетки, при этом плотность плазмы снижается. При увеличении указанного расстояния с одновременным повышением разрядного тока до оптимальной величины ток ионов H^+ возрастает до насыщения за счет уменьшения потерь, связанных с угловым разбросом, вследствие улучшения плазменной границы. Стабильность плотности плазмы зависит от постоянства разрядного тока в рабочем интервале времени. Тщательным подбором элементов питающей линии удалось достигнуть удовлетворительного постоянства разрядного тока на большей части длительности импульса. На рис.4д приведена типичная осциллограмма разрядного тока.

Ионно-оптические характеристики системы формирования. При оптимальном разрядном токе методом, описанным выше, были проведены измерения расходимости центральной части пучка при различных расстояниях между сетками, при различном шаге сеток и при различной взаимной ориентации сеток. Шаг первой и второй сеток был одинаковым. Диаметр нитей первой сетки и толщина пластинок второй сетки практически равны. Толщина жалюзной сетки не варьировалась.

Экспериментально установлено: угловые распределения атомарной и протонной компонент как пучка в целом, так и центральной части пучка совпадают с высокой точностью. Это свидетельствует о практически полной компенсации пространственного заряда в перезарядной трубке и отсутствии расходимости пучка по этой причине. Для выяснения роли рассеяния частиц пучка на молекулах перезарядной мишени была снята зависимость углового разброса центральной части пучка от плотности водорода в трубке. Только при двадцатикратном превышении напуска в трубку над оптимальным и при относительно низкой энергии ~ 5 кэВ на-

блюдалось увеличение углового разброса на $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ рад. Из этого следует, что в нормальных режимах работы рассеяние пучка в перезарядной мишени практически не даёт вклада в угловой разброс.

На рис. 5 приведены результаты измерений угловых распределений интенсивности пучка в горизонтальном направлении для различной ориентации сеток с шагом $s = 0,34$ мм при расстоянии между сетками $d = 2,4$ мм: 1 - "нити" сеток направлены по горизонтали - измерение углового разброса α_1 , вызванного начальными поперечными скоростями ионов; 2 - нити первой сетки по вертикали, а "нити" второй сетки по горизонтали - угловой разброс α_2 из-за наличия начальных скоростей ионов, искажения плазменной границы первой сеткой и неравномерного распределения пространственного заряда в межсеточном зазоре; 3 - нити первой сетки по горизонтали, "нити" второй сетки по вертикали - угловой разброс α_3 , вызванный неоднородностью электрического поля вблизи жалюзной сетки; 4 - "нити" обеих сеток направлены по вертикали и расположены друг против друга - суммарный угловой разброс α . В результате измерений было установлено, что разброс α_1 , не зависит от s и d , а является лишь функцией U_0 , $\alpha_1 \sim 1/\sqrt{U_0}$; основной вклад в расходимость пучка даёт отклонение протонов в поперечных полях вблизи жалюзной сетки, соответствующий разброс $\alpha_3 \approx \alpha$, не зависит от U_0 ; зависимость его от s/d , полученная в результате варьирования шага сеток и расстояния между ними, линейная, $\alpha \sim s/d$.

Нами были проведены оценки влияния различных факторов, вызывающих угловой разброс пучка. Наличие начальных скоростей ионов в плазме приводит к расходимости пучка с угловым разбросом $\alpha_1 = \sqrt{\frac{kT_i}{2U_0}}$, где T_i - эффективная ионная температура. По результатам измерений величина T_i оказывается достаточно малой и равной $\sim 0,25$ эв. Из-за наличия сетки на плазменной поверхности плотность протонов в межсеточном зазоре изменяется в направлении, перпендикулярном нитям сетки с периодом, равным шагу сетки. Соответствующие поперечные электрические поля приводят к угловому разбросу протонов; максимальный угол отклонения $\alpha_1 = \frac{(s-\delta)\delta}{d^2}$, где δ - диаметр нити

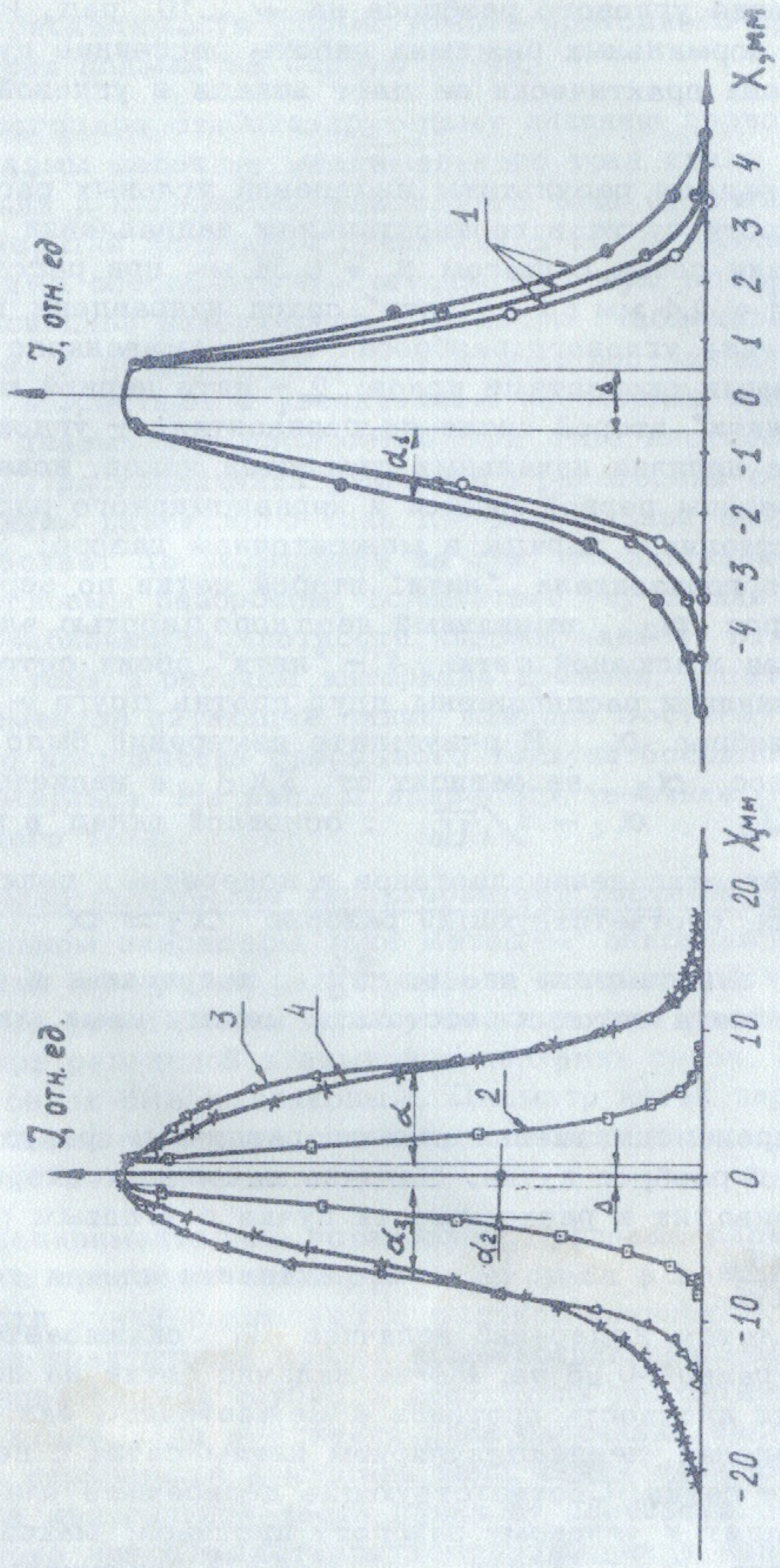


Рис.5. Угловые распределения 1 - α_1 : 0 - $U_0 = 12$ кв, \bullet - $U_0 = 10$ кв, \bullet - $U_0 = 7$ кв; 2 - α_2 ; 3 - α_3 ; 4 - α ;
 Δ - ширина эмиссионной щели.

первой сетки. Величина максимального угла отклонения протонов вблизи жалюзной сетки $\alpha_{1*} = \frac{s-\delta}{8d} \left(1 + \frac{2}{\pi}\right)$. При прохождении сквозь жалюзную сетку толщиной l пучок разбивается на полосы шириной $s-\delta$, экранированные друг от друга. Действие объемного заряда этих полосок приводит к дополнительному отклонению в направлении, перпендикулярном жалюзям. Соответствующий максимальный угол равен $\alpha_{2*} = \frac{(s-\delta)l}{9\pi d^2}$. Далее

$\alpha_2 \geq \alpha_1 + \alpha_{1*}$, $\alpha_3 \approx \alpha_2 + \alpha_{1*} + \alpha_{2*}$. Для $s = 0,34$ мм,

$\delta = 0,05$ мм, $d = 2,4$ мм, $l = 0,5$ мм, $\alpha_1 = 2,5 \cdot 10^{-3}$ рад,

$\alpha_{1*} = 2,5 \cdot 10^{-2}$ рад., $\alpha_{2*} = 2,8 \cdot 10^{-3}$ рад. Результаты оценок согласуются с экспериментальными значениями углов расходимости.

Приведенные оценки показывают, что искажение плазменной границы нитями первой сетки при оптимальном токе разряда не даёт заметного вклада в угловой разброс пучка (экспериментальные значения α_2 равны $\alpha_1 + \alpha_{1*}$). Из сопоставления угловых разбросов следует, что при оптимальном разрядном токе основной причиной углового разброса пучка являются поперечные электрические поля на входе в жалюзную сетку. Пучок частиц расходится в основном в направлении, перпендикулярном пластинам жалюзной сетки.

Потери на жалюзной сетке. Ток в вытягивающем промежутке при оптимальном разрядном токе оказался существенно больше величины протонного тока, соответствующего току ионов НГ, и больше предельного по пространственному заряду протонов в промежутке. Как видно из рис.6 ток в вытягивающем промежутке с увеличением вытягивающего напряжения растет в степени, более сильной, чем три вторых.

Такое поведение тока в промежутке, а также резкое его увеличение при выходе плазмы в промежуток, связаны с попаданием значительной доли вытягиваемых протонов на жалюзную сетку и вторичной электронной эмиссией с нее. Коэффициент вторичной эмиссии электронов для технических металлов (Al, Cu, Ni, Ti, X18H9T), по нашим измерениям, имеет достаточно высокое значение и возрастает более чем в два раза при увеличении энергии протонов с 4 до 12 кэв. Минимальный коэффициент вторичной эмиссии имеет нержавеющая сталь X18H9T, для ко-

торой он равен 3,3 при энергии протонов 12 кэв. Из-за электронной нагрузки при попадании даже 20% протонов на жалюзную сетку ток в вытягивающем промежутке превышает более, чем в два раза, ток протонов в трубке.

С целью уменьшения попадания протонов на жалюзную сетку нами принята параллельная ориентация, "нитей" обеих сеток с расположением "нитей" сеток друг против друга. Изготовление проводочной сетки в полном соответствии с расположением пластинок в жалюзной сетке и последующее её выставление позволили достичь расположения "нитей" друг против друга с точностью 0,01 мм. В результате этого ток в вытягивающем промежутке был снижен на ~ 30%, а выход ионов H^- увеличился.

С указанным взаимным расположением нитей сеток была определена эффективная прозрачность жалюзной сетки $\xi = \frac{(1+\gamma)I_T}{(1+\gamma)I_T + I_C}$

где I_T и I_C - токи на входе в перезарядную трубку и на жалюзную сетку, γ - коэффициент вторичной эмиссии электронов. Токи I_T и I_C измерялись при минимальной плотности газа в трубке, выход трубки заглушался. В табл.1 представлены найденные значения ξ при различных расстояниях между сетками d и различном шаге

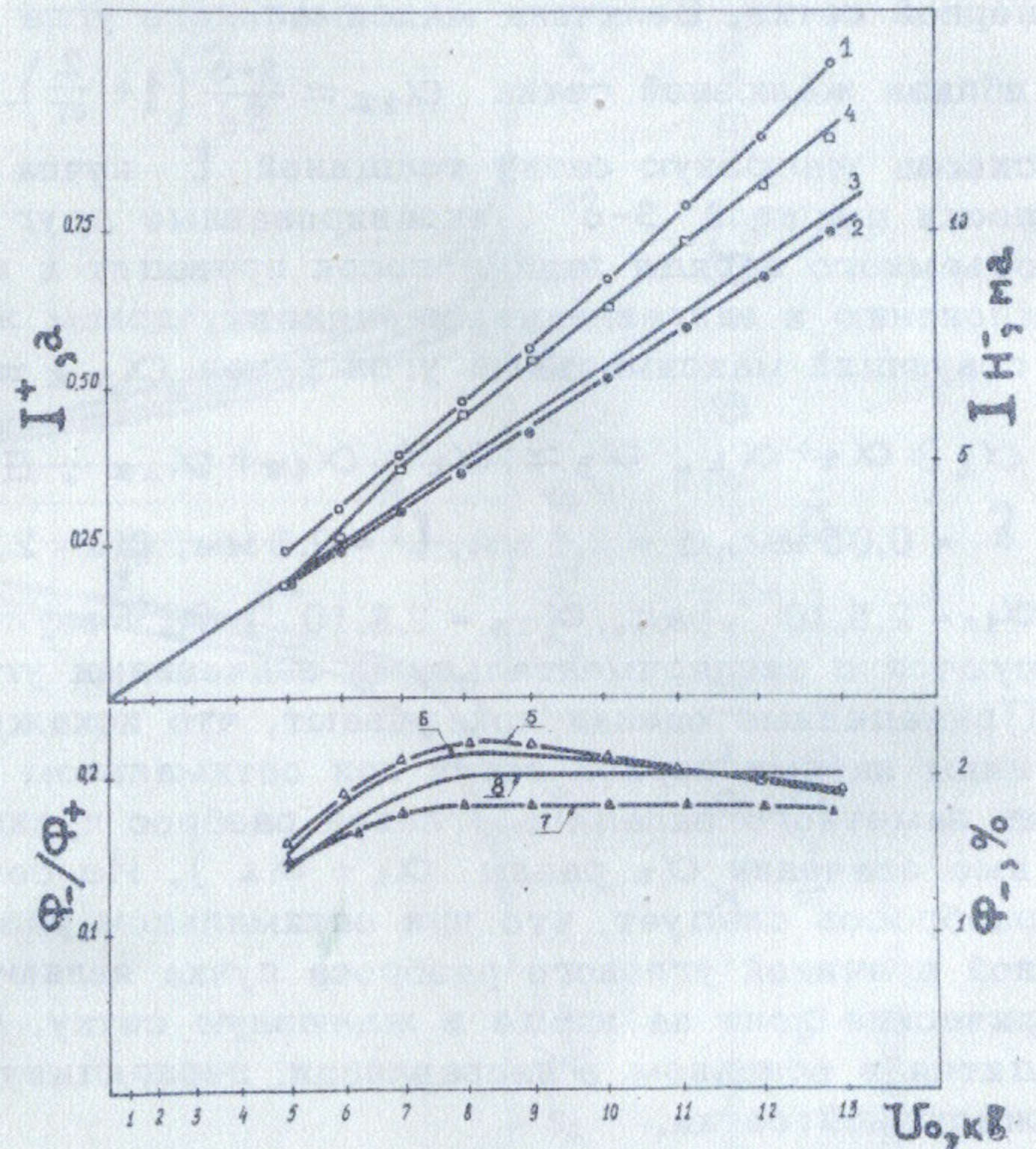


Рис.6.

Таблица 1

	0,22	0,27	0,34	$S, \text{ мм}$ $d, \text{ мм}$
$\xi, \%$ I_{H^-} отн. ед.	80	84	82	2,4
	0,76	0,89	1,00	
	77	81		1,65
	1,52	1,82		
	75			1,4
	1,9			
	77	81	85	$\eta, \%$

сеток S (диаметр эмитирующей поверхности $D = 10$ мм). Характер полученной зависимости $\xi = \xi(s, d)$ совпадает с расчетным, однако по абсолютной величине экспериментальные значения ξ на 10% превышают расчетные значения. При расчетах граница плазмы принималась плоской.

Расхождение, вероятно, связано с тем, что граница плазмы при оптимальном значении разрядного тока, определяемого по максимальному прохождению пучка, несколько отличается от плоской. По-видимому, фокусирующее действие небольшой вогнутости поверхности плазмы между нитями первой сетки приводит к увеличению проходимости протонов через жалюзную сетку. Как видно из табл.1 эффективная прозрачность более чувствительна к шагу сеток, чем к расстоянию между сетками. Сетки с шагом менее 0,2 мм для получения интенсивных пучков из-за относительно малой прозрачности применять, по-видимому, не рационально.

В табл.1 приведены также измеренные значения тока ионов H^- в относительных единицах. С достаточной точностью

$$I_{H^-} \sim \frac{\xi \cdot \eta}{d^2}, \quad \text{где } \eta = \frac{s-d}{s} \quad - \text{геометрическая прозрач-}$$

ность первой сетки, во всех случаях, кроме $S = 0,22$ мм, $d = 1,4$ мм, когда ток I_{H^-} на 10% ниже ожидаемого. При заданном расстоянии между сетками ток ионов H^- падает с уменьшением шага сеток, однако яркость источника, пропорциональная величине $\xi \cdot \frac{S}{d}$, для $S \geq 0,22$ мм увеличивается. При $\frac{S-d}{d} = \text{const}$, когда фазовый объем остается практически неизменным, ток ионов H^- значительно возрастает с уменьшением шага сеток.

Результаты экспериментов по получению пучков ионов H^- .
 Варьирование диаметра отверстия в диафрагме на первой сетке D позволяет изменять площадь эмиссионной поверхности. Контрольные измерения выхода ионов H^- были проведены с эмиссионной поверхностью относительно малого диаметра $D = 10$ мм. Благодаря этому были исключены влияние радиальной неоднородности плазмы и потери частиц на стенках перезарядной трубки из-за расходимости пучка.

На рис. 6 приведены зависимости от вытягивающего напряжения величин, характеризующих выход ионов H^- при оптимальных разрядных токах и при расстоянии между сетками 2,6 мм, шаге сеток 0,34 мм. Кривая 1 - ток в вытягивающем промежутке I_0 , кривая 2 - ток протонов в вытягивающем промежутке, вычисленный по измеренным данным по формуле

$$I_p = \frac{I_0}{1 + \gamma(1 - \xi)}$$

Кривая 3 - расчетный ток протонов в промежутке:

$$I_p^* = \sqrt{\frac{2e}{M}} \cdot \frac{U_0^{3/2}}{9\pi d^2} (\pi D^2) \cdot \eta$$

Кривая 4 - ток ионов H^- . Кривая 5 - отношение токов ионов H^- и H^+ на выходе при оптимальной толщине перезарядной мишени. Кривая 6 - то же по данным измерений процесса перезарядки /5/. Кривая 7 - отношение тока ионов H^- на выходе к току протонов на входе в перезарядную трубку $I_{p0} = \xi \cdot I_p$.

Кривая 8 - то же по данным измерений процесса перезарядки /5/.

Из рисунка 6 видно, что измеренный косвенным путем ток протонов в вытягивающем промежутке I_p находится в хоро-

шем согласии с расчетным I_p^* (кривые 2,3). Отношение заряженных компонент пучка на выходе также хорошо совпадает с известными экспериментальными данными по перезарядке (кривые 5,6). Полученный выход ионов H^- (кривая 7) на 10% ниже ожидаемого по /5/. Это отличие связано с разрушением ионов H^- на остаточном газе на пути к месту регистрации и потерями частиц из-за углового разброса вследствие искажений электрического поля на периферии эмиссионной поверхности в вытягивающем промежутке.

На рис.7 приведены зависимости тока ионов H^- от вытягивающего напряжения при разных диаметрах эмиссионной поверхности (расстояние между сетками 2,4 мм, шаг сеток 0,34 мм). При вытягивающем напряжении 13 кв были получены пучки ионов H^- с токами: 15 ма при $D = 10$ мм, 29 ма при $D = 16$ мм и 54 ма при $D = 22,5$ мм. Непропорциональность тока ионов H^- площади эмиссии протонов связана, в основном, с ростом потерь частиц из-за расходимости пучка при увеличении диаметра пучка. Из измерений углового разброса частиц в пучке следует, что нормализованный эмиттанс пучка ионов H^- с током 54 ма на уровне 0,9 интенсивности составляет 0,2 мрад.см в направлении,

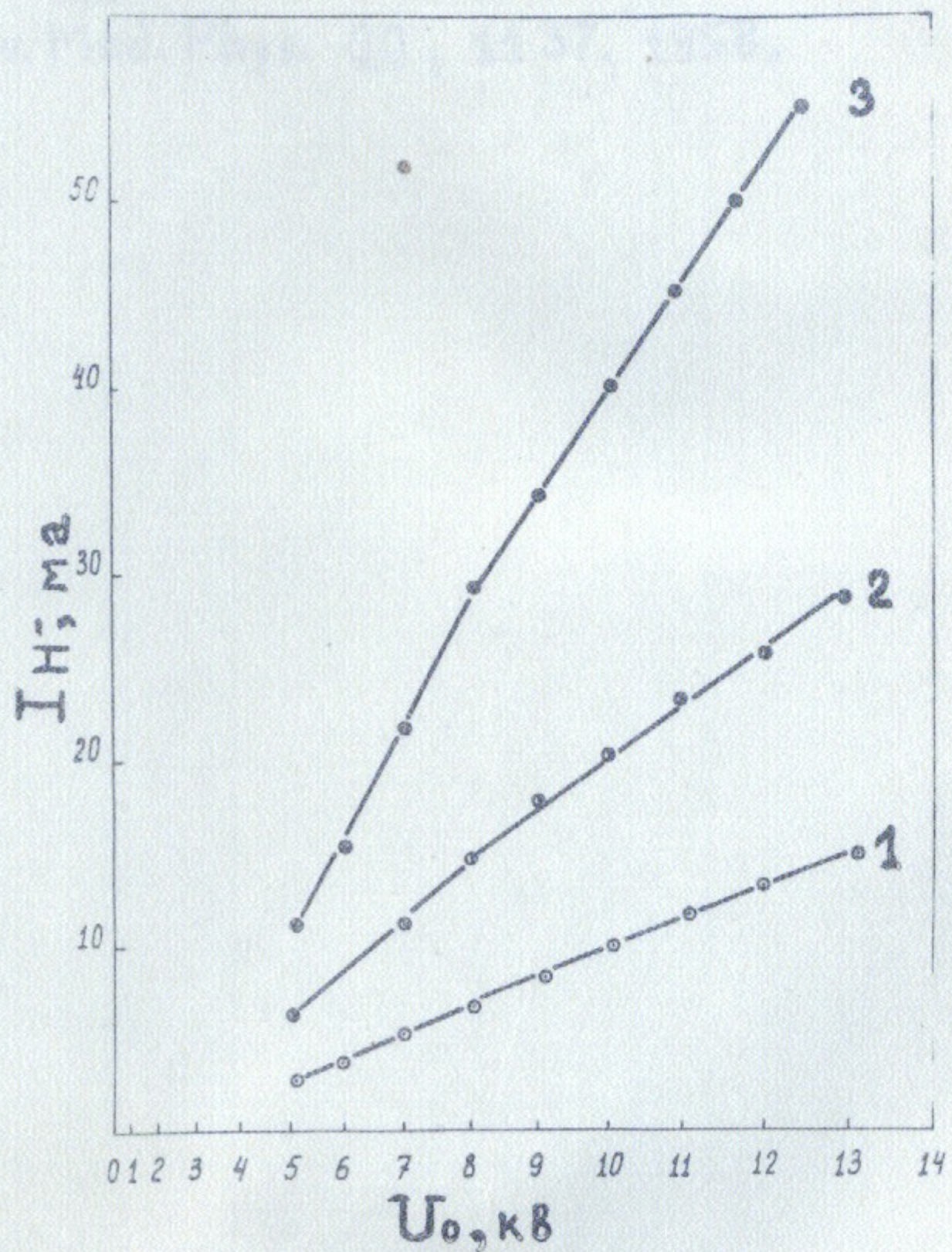


Рис.7. Зависимость тока отрицательных ионов от вытягивающего напряжения для 1 - $D = 10$ мм, 2 - $D = 16$ мм, 3 - $D = 22,5$ мм

перпендикулярном "нитям" сеток, и 0,025 мрад.см - в параллельном направлении.

В заключение авторы выражают благодарность академику Будкеру Г.И. за постоянный интерес к работе. Пользуясь случаем, авторы считают своим долгом выразить также благодарность механику Журавлеву П.А. за великолепную работу по изготовлению сеточных электродов.

Л и т е р а т у р а

- / 1 / Г.И.Будкер, Г.И.Димов. Международная конференция по ускорителям (Дубна, 1963), 993, Атомиздат, М., 1964.
- / 2 / Г.И.Димов, Ю.Г.Коновенко, О.Я.Савченко, В.Г.Шамов - ский. ЖТФ, 38, 997, 1968.
- / 3 / Г.И.Димов, О.Я.Савченко. ЖТФ, 38, 2002, 1968.
- / 4 / Г.И.Димов. ЖТФ, 39, 681, 1969.
- / 5 / S.K. Allison. Rev. Mod. Phys. 30, 1137, 1958.

Ответственный за выпуск С.Н.Родионов
Подписано к печати 20 1У.73г. МН 08219
Усл. 1.0 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.
Заказ № 35 . ПРЕПРИНТ

Отпечатано на ротационной машине в ИЯФ СО АН СССР, нв.