

Д. 36

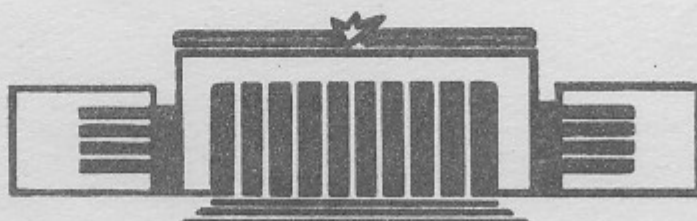
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

Г.Е.Деревянкин, В.Г.Дудников, М.Л.Трошков

**ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКОВ
ИОНОВ H^- В ПОВЕРХНОСТНО —
ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКАХ
ДЛЯ УСКОРИТЕЛЕЙ**

ПРЕПРИНТ 82-110

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
физики СО АН СССР
ИНВ. № _____



Новосибирск

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКОВ ИОНОВ H^- В ПОВЕРХНОСТНО-
ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКАХ ДЛЯ УСКОРИТЕЛЕЙ

Г.Е.Деревянкин, В.Г.Дудников, М.Л.Трошков

А Н Н О Т А Ц И Я

Исследовано влияние режимов работы поверхностно-плазменных источников, условий формирования и транспортировки на ионно-оптические характеристики получаемых пучков отрицательных ионов. Получены пучки ионов H^- с энергией поперечного движения ионов, приведенной к эмиссионной цели менее 1 эВ при эмиссионной плотности тока около 1 А/см².

I. ВВЕДЕНИЕ

Первым из освоенных применений поверхностно-плазменных источников с интенсивностью пучков отрицательных ионов водорода до 0,1 А стала перезарядная инжекция протонов в кольцевые ускорители.

Перезарядная инжекция [1,2], как и электронное охлаждение [3], позволяет получать в циклических ускорителях и накопителях ионные пучки, яркость которых значительно превышает яркость инжектируемых пучков, тогда как при традиционных методах инжекции предельная яркость определяется характеристиками ионных источников. Еще в первых исследованиях перезарядной инжекции была продемонстрирована возможность заполнения дорожки накопителя с большой емкостью до предела по пространственному заряду [4] и даже значительного превышения этого предела [5,6] при скромных значениях интенсивности и яркости пучков отрицательных ионов. Перезарядная инжекция с использованием перезарядных источников отрицательных ионов была успешно освоена в Аргоннской национальной лаборатории [7], однако перевод других крупных протонных ускорителей на перезарядную инжекцию задержался на длительное время из-за отсутствия источников ионов H^- с подходящими характеристиками.

Эту проблему удалось разрешить разработкой поверхностно-плазменного метода получения пучков отрицательных ионов [8-10]. Ионно-оптические характеристики первых вариантов поверхностно-плазменных источников (ПИ) [11] вполне обеспечивали практическую реализацию преимуществ перезарядной инжекции на существующих ускорителях. Именно с подобным источником ватем был осуществлен успешный перевод на перезарядную инжекцию ускорителя в лаборатории Ферми [12].

Специально для ускорителей был предложен вариант поверхностно-плазменного источника с пеннинговской газоразрядной ячейкой и системой формирования квазипараллельного пучка, в котором удалось устранить шум газоразрядной плазмы и сформировать пучки со значительно большей яркостью [13]. В дальнейшем был разработан существенно усовершенствованный источник с частотой повторения импульсов до 100 Гц и характеристиками, достаточными для обеспечения работы мощных мезонных фабрик на основе линейных

ускорителей [14].

Работа с поверхностно-плазменным источником на большом ускорителе впервые была освоена в лаборатории им. Ферми [15]. Получение ускоренных протонных пучков с рекордными характеристиками было обеспечено при интенсивности инжектируемых пучков ионов H^+ всего ≈ 50 мА и нормализованной яркости $B = I / \pi^2 \cdot E_x \cdot E_y \approx 0,77 \cdot 10^6 \frac{a}{\text{см}^2 \cdot \text{рад}^2}$. Широкий энергетический спектр генерируемых ионов и интенсивные шумы газоразрядной плазмы в используемом источнике с планотронной газоразрядной ячейкой существенно ухудшают ионно-оптические характеристики получаемых пучков ионов H^+ , но и этих параметров оказалось вполне достаточно для нормальной работы крупнейшего ускорителя.

В ускорителях и накопителях с высокой энергией инжекции необходимая апертура, а следовательно, и металлоемкость обратно пропорциональна яркости инжектируемого пучка. Перезарядная инжекция с современными поверхностно-плазменными источниками отрицательных ионов для ускорителей позволяет получать в кольцевых ускорителях протонные пучки, яркость которых на порядки превышает яркость пучков современных протонных источников.

В настоящее время работы по перезарядной инжекции и исследования поверхностно-плазменных источников ведутся практически на всех крупных протонных ускорителях (кроме ЦЕРН'а). Сообщения об этих работах приведены в [16-21]. Интересные данные приведены в одной из последних работ Лос-Аламосской Национальной лаборатории [22]. Таким образом, вопрос получения для этой цели пучков ионов H^+ достаточной интенсивности теперь является, скорее лишь делом техники, тогда как получение пучков с высокими яркостными характеристиками остается актуальной задачей, как это следует из широкого спектра результатов собранных в приводимой ниже таблице.

Настоящая работа является продолжением предыдущих исследований [23,24], направленных на увеличение яркости сформированных пучков в поверхностно-плазменных источниках.

Тип источника	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
Эмиссионная щель мм	0,5x10	"	"	"	0,5x45	0,5x25	0,5x10	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"
Ток разряда А	150	120	50	160	200	3000	120	160	80	125	100	120	120	100	160	150	50
Напряжение разряда В	130	160	200	160	200	3000	120	160	80	125	100	120	120	100	160	150	50
Длительность импульса мксек	65	120	3000	120	160	200	3000	120	160	80	125	100	120	120	100	160	150
Частота следования Гц	15	5	0,6	15	5	0,6	15	5	0,6	15	5	0,6	15	5	0,6	15	5
Вытягивающее напряжение кВ	-	16	14	15	10	16	20	17	20	16	20	16	20	17	20	16	20
Полный ток А	-	-	-	-	-	-	0,2	0,2	-	0,2	0,2	0,2	0,2	0,3	0,3	0,3	0,3
Ток в пучке мА	50	40	40	300	125	45	100	80	90	80	90	80	90	80	90	80	40
Нормализ. эмиттанс $10^5 \cdot \text{см} \cdot \text{рад} \cdot \text{рад}^2$	9	11	17	58	16	4	20	2,7	0,6	0,6	0,6	0,6	0,6	0,6	0,6	0,6	0,07
Яркость $10^6 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{рад}^2$	0,37	0,08	0,12	0,06	0,11	1,2	7,4	30	45	300	300	300	300	300	300	300	300
Температура ионов эВ	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000
Температура ионов эВ	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000
Лаборатория	Ферми	Брук-хэвен	Лос-Аламос	Брук-хэвен	Брук-хэвен	Аргон-Нская	ИЯФ	Лос-Аламос	ИЯФ	ИЯФ	ИЯФ	ИЯФ	ИЯФ	ИЯФ	ИЯФ	ИЯФ	ИЯФ
Примечание	После фор-инжектора 750 кВ	Брук-хэвен шумовой режим	"	"	"	"	Разряд с шумами	Лос-Аламос без шумов	ИЯФ без шумов	ИЯФ без шумов	ИЯФ без шумов	ИЯФ без шумов	ИЯФ без шумов	ИЯФ без шумов	ИЯФ без шумов	ИЯФ без шумов	ИЯФ без шумов
Ссылка	I2, I3	I9	22	25	27	18	I4	22	24	-	-	-	-	-	-	-	-

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ

Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки, на которой проводились исследования, представлена на рис. I. Ранее в [24] приводилось подробное описание этой установки, поэтому здесь остановимся лишь на некоторых ее изменениях. Для контролирования тяжелой компоненты пучка, извлекаемого из источника, под полюса поворотного магнита (6) был установлен коллектор тяжелых ионов. Для регистрации спектра электронов, вылетающих из плазмы компенсированного ионного пучка между экраном (9) и коллектором (10) анализатора пучка при необходимости устанавливался четырехсеточный анализатор вторичных электронов. Отдельные эксперименты проводились в схеме без фокусирующего поворотного магнита. В этом случае для создания магнитного поля, необходимого для работы источника, использовался небольшой электромагнит. Пространство дрейфа ионного пучка при этом экранировалось железным экраном от рассеянного магнитного поля источника. В этих условиях угол поворота ионного пучка в магнитном поле источника составлял 5° .

Тип ионного источника

К настоящему времени, в основном, сложилось три разновидности ППИ, различаемых по геометрии газоразрядной ячейки. В настоящее время на ускорителях нашли применение лишь два типа. Источник с планотронной геометрией (магнетронной по терминологии принятой за рубежом) используется на 400 гэвном ускорителе в лаборатории Ферми [15] и на ускорителе Брукхэвенской лаборатории [18]. Исследования с этим типом источников, в основном, проводятся так же Брукхэвенской группой [25]. Источник с пеннинговской геометрией принят на ускорителях Аргоннской [19] и Резерфордской [21] лабораторий, на строящейся в СССР мезонной фабрике, и ряде других лабораторий СССР. Исследования этих источников проводятся в Новосибирске [14, 23, 24] и группой Лос-Аламосской лаборатории [17]. В последнее время был предложен источник новой геометрии с незамкнутым дрейфом электронов, получивший название полупланотрон [26]. Источники с планотронной и полупланотронной геометрией обладают лучшей энергетической эффективностью при генерации сильнофокусированных пучков, однако при генерации ярких пучков это их преимущество перед пеннинговским

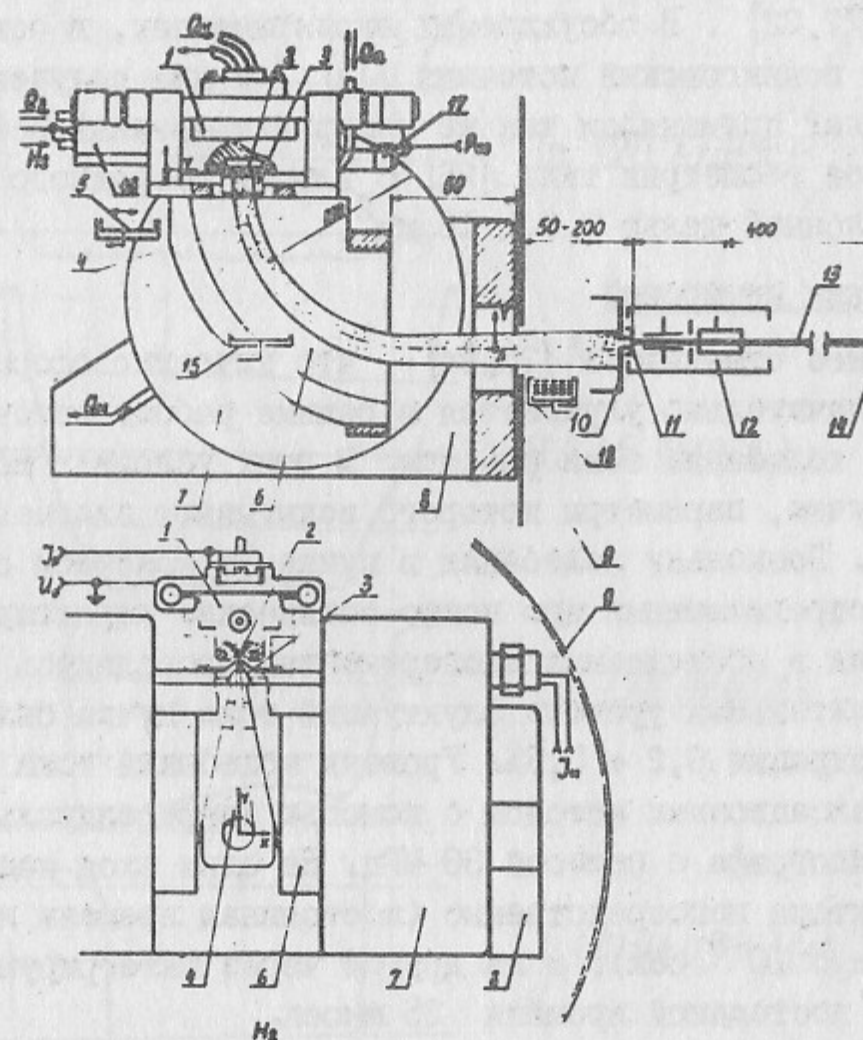


Рис. I. Схема формирования пучка и исследования его ионно-оптических характеристик.

1 - газоразрядная камера источника; 2 - эмиссионная щель; 3 - вытягивающий электрод; 4 - пучок отрицательных ионов; 5 - коллектор извлекаемого ионного пучка; 6 - полюса поворотного магнита; 7 - катушки магнита; 8 - ядро магнита; 9 - экран; 10 - коллектор анализирующего устройства; 11 - коллектор плотности тока; 12 - отклоняющая система; 13 - исследуемая струйка ионов; 14 - люминесцентный экран; 15 - коллектор тяжелых ионов; 16 - электромагнитный затвор; 17 - контейнер с цезием; 18 - 4-х сеточный анализатор.

источником теряется. Поэтому для ускорителей, как ранее показал В.Г.Дудников [13], более предпочтительна пеннинговская геометрия, чем планотронная геометрия. Позднее аналогичный вывод сделан в [27,22]. В обсуждаемых экспериментах, в основном, использовался пенниговский источник [14], а для получения сравнительных данных применялся так же модернизированный источник полупланотронной геометрии типа [26] с длиной разрядного канала 20 мм и эмиссионной щелью $0,5 \times 10 \text{ мм}^2$.

Режим измерений

Ранее отмечалось [23,24], что качество сформированного пучка значительно улучшается в режиме работы источника с малым уровнем колебаний тока разряда. В этих условиях возможно получение пучка, параметры которого испытывают слабые флуктуации во времени. Поскольку колебания в пучке, в конечном счете, оказываются определяющими его ионно-оптические характеристики, то все измерения в обсуждаемых экспериментах проводились в режиме, когда относительный уровень флуктуаций тока пучка был меньше уровня регистрации $0,2 \pm 0,3\%$. Уровень колебаний тока пучка измерялся компенсационным методом с помощью дифференциального усилителя осциллографа с полосой 30 МГц. На один вход подавался сигнал с коллектора непосредственно (постоянная времени измерительной линии $\approx 5 \cdot 10^{-8}$ сек), а на другой через интегрирующую RC-цепочку с постоянной времени 25 мксек.

Типовой режим работы источника: ток разряда $80 \pm 130 \text{ А}$, напряжение на разряде 100 В, длительность импульса 200 мксек, частота следования $10 \pm 50 \text{ Гц}$, напряжение на вытягивающем промежутке $20 \pm 25 \text{ кВ}$, ток в пучке до 100 мА, ток в цепи вытягивающего промежутка $0,2 \pm 0,3 \text{ А}$. При работе источника давление в вакуумной камере составляло $(0,5 \pm 1) \cdot 10^{-4} \text{ Тор}$. В этих условиях время компенсации пространственного заряда в пучке составляло $30 \pm 15 \text{ мксек}$, поэтому все измерения проводились с задержкой 100 мксек от начала импульса. Характерные осциллограммы режима работы приведены на рис.2.

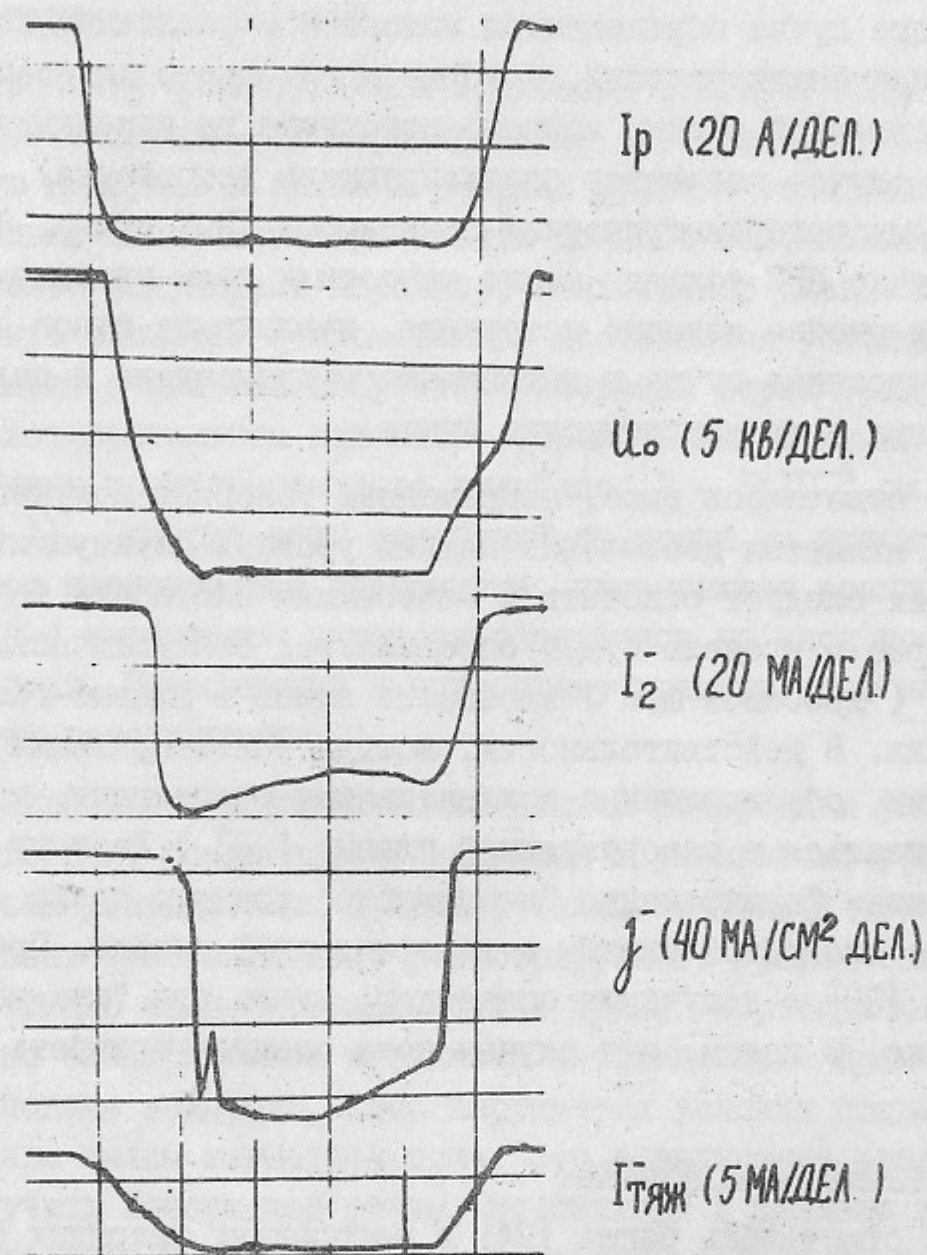


Рис.2. Осциллограммы режима работы при измерениях.
Масштаб 50 мксек/деление

III. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Многолетний опыт работ с ППИ показывает, что яркость сформированного пучка определяется множеством различных взаимосвязанных физических условий, которые имеют место на всем тракте от газоразрядной ячейки ионного источника до приемника пучка (в нашем случае коллектор анализирующего устройства), чем определяется многопараметрическая зависимость ИОХ пучка. Эти условия в случае ППИ условно можно отнести к трем участкам: газоразрядная ячейка ионного источника, извлечение ионов и первичное формирование пучка в вытягивающем промежутке и дальнейшая фокусировка и транспортировка пучка.

Как отмечалось выше, неизменным условием получения яркого пучка является достаточно низкий уровень флуктуаций. Строго говоря, их следует относить к колебаниям плотности тока в пучке, которые в пределе будут определяться статистическими флуктуациями ("дробовой шум") плотности ионов в плазме газоразрядной ячейки. В действительности, всегда более сильными являются флуктуации, обусловленные коллективными процессами, которые могут развиваться в газоразрядной плазме [28]. Поэтому необходимым условием формирования "нешумящего" ионного пучка является получение спокойной плазмы в газоразрядной ячейке. Правда есть указания [29] о получении спокойного пучка при "шумящем" разряде, однако, в целом, эти случаи пока следует признать исключительными.

Газоразрядная ячейка.

Как отмечалось ранее [24] в водородных разрядах с примесью цезия кроме спокойного режима без наблюдаемых флуктуаций напряжения и тока разряда в ППИ наблюдаются еще два характерных режима, в которых эффективно генерируются колебания в широком диапазоне частот.

Режим с шумами характеризуется хаотическими флуктуациями тока разряда с широким спектром частот от $50 + 100$ кГц до $1 + 2$ МГц. Уровень колебаний может достигать 100%. Низкочастотные колебания носят совершенно беспорядочный характер. Этот режим является переходным от высоковольтного разряда в водороде без цезия (напряжение на разряде $400 + 600$ В) к низковольтному разряду с цезием (напряжение на разряде ≈ 100 В). В этом режиме колебания

возникают вследствие переноса цезия между электродами газоразрядной ячейки, а их частоты определяются временем переноса $\approx 10^{-5}$ сек (скорость атомов цезия $\approx 10^4$ см/сек характерное расстояние переноса $1 + 2$ мм).

Наибольшей амплитуды эти колебания достигают при минимальной подаче водорода. По мере прогрева источника, увеличения плотности водорода и цезия в разряде уровень этих колебаний сравнительно легко можно уменьшить до $20 + 30\%$, колебания приобретают более регулярный характер, а их спектр смещается в высокочастотную область. В этом режиме достигается устойчивая работа источника с высокой скоростью генерации отрицательных ионов при удовлетворительном качестве сформированного пучка (характерная величина нормализованного эмиттанса $2 - 5 \cdot 10^{-4}$ см.рад. при токе $0,1$ А). Природа этих колебаний до конца не выяснена. В [24] приводится качественное объяснение, связывающее возникновение колебаний с характером переноса электронов на анод поперек магнитного поля. Накопленный к настоящему времени опыт не противоречит этим рассуждениям.

В дальнейшем, с увеличением подачи водорода и уменьшением магнитного поля сохраняется тенденция к уменьшению уровня флуктуаций тока разряда. Как правило, таким образом удается уменьшить уровень колебаний ниже регистрируемого уровня (безшумовой режим), однако на непродолжительное время. Ограничение наступает либо по электрической прочности вытягивающего промежутка при большой подаче водорода, либо нарушаются условия поддержания разряда при малом магнитном поле. Это ограничение удается обойти и получить безшумовой режим, устойчивый в течение нескольких часов, увеличив плотность цезия в разряде выше оптимальной по скорости генерации отрицательных ионов, при этом эффективность снижается примерно на 20%. С увеличением плотности цезия в разряде вначале наблюдается плавный рост полного тока в цепи вытягивающего напряжения, отношение этого тока к току ионов увеличивается от $2 + 3$ до $5 + 6$. Дальнейшее увеличение плотности цезия сопровождается быстрым ростом этого отношения до 10 и более и вскоре приводит к пробоев вытягивающего промежутка вследствие большого выноса цезия. Таким образом, это отношение можно использовать в качестве критерия для контроля количества цезия в разряде, или использовать для этой цели специальный

датчик плотности потока цезия, например, детектор с поверхностной ионизацией [30,31].

Режим высокочастотных колебаний напряжения и тока разряда, который часто наблюдается в ППИ, характеризуется регулярными колебаниями с частотой 10 + 15 МГц и уровнем до 30 + 50% с характерным временем установления и затухания колебаний от 10 до 100 мксек. Этот режим устанавливается либо из режима с малым (несколько процентов) уровнем шумов, либо из безшумового режима после истечения некоторого времени (от нескольких минут до нескольких часов). Наблюдались случаи когда разряд начинал генерировать через один-два дня работы в безшумовом режиме. Эмиттанс ионного пучка, как правило, в этом режиме значительно меньше, чем в режиме с шумами, но в 2 + 3 раза больше, чем в безшумовом режиме.

Если, упомянутые выше, флуктуации с частотой 1 + 2 МГц связаны с магнитным полем (уровень колебаний уменьшается с уменьшением магнитного поля, частота близка к циклотронной частоте протонов), то для высокочастотных колебаний не наблюдается никакой зависимости от магнитного поля и лишь слабая и не однозначная зависимость от плотности водорода в разряде. Поэтому их природа до последнего времени оставалась совершенно не понятной. Более того, аналогичные высокочастотные колебания авторы неоднократно наблюдали и в водородных разрядах без магнитного поля. Генерация с частотой 10 + 15 МГц возникла в разряде с полым катодом при достаточно большом токе разряда. В то же время в ППИ генерацию почти всегда удается устранить, по крайней мере, на непродолжительное время (5 + 10 мин., при работе с частотой 50 Гц), снизив ток разряда на 10 + 20%. Все это позволяет предположить, что возникновение высокочастотной генерации связано с балансом скоростей рождения и ухода заряженных частиц в разряде. Это равновесие может легко нарушаться изменением состояния поверхности электродов. В частности, обычно, вследствие большей подвижности электронов, плазма разряда приобретает небольшой положительный потенциал (порядка электронной температуры) относительно анода. Как показано в [32], если коэффициент вторичной электронной эмиссии анода больше 1, то плазма может приобретать отрицательный потенциал. Это может создать благоприятные условия для возникновения колебаний в прианодном слое [29]. В таком случае,

при достаточно большой скорости ионизации частота колебаний должна определяться движением ионов и будет близка к частоте колебаний протона в потенциальной яме глубиной V .

$$\nu_p = \sqrt{\frac{e \cdot V}{\pi \cdot M_p \cdot d^2}}$$

В нашем случае, считая $2a=0,3$ см (поперечный размер плазменного столба), $V = 10$ В, получим $\nu_p = 11,5$ МГц, что близко к частоте наблюдаемых колебаний. Эта оценка лишь подкрепляет сделанное предположение о связи высокочастотной генерации с колебаниями прианодного слоя. Однако механизм этой генерации по-прежнему остается неясным и требует дополнительных исследований.

Наконец следует заметить, что источник с пеннинговской геометрией более предрасположен к высокочастотной генерации, чем источник с полупланотронной геометрией.

Извлечение ионов

Осуществление безшумового режима разряда создает благоприятные условия к установлению стабильной, не испытывающей возмущений, эмиссионной поверхности плазмы, необходимой для эффективного извлечения и формирования яркого ионного пучка. В таком случае увеличение яркости пучка возможно за счет увеличения эмиссионной плотности тока, уменьшения энергии теплового движения ионов и сведения к минимуму разогревания пучка из-за аберраций при ускорении в вытягивающем промежутке. Достигнутая в настоящее время эмиссионная плотность тока $2 + 3$ А/см², несмотря на специальные меры, снижающие вероятность размножения электронов в вытягивающем промежутке [14,33], ограничена электрической прочностью вытягивающего промежутка и в этом смысле является предельной, при извлечении ионного тока 0,1 + 0,15 А напряжением 20 + 25 кВ. При токах ≈ 30 мА, вследствие уменьшения нагрузки от сопутствующих электронов, возможно увеличение вытягивающего напряжения и соответствующее увеличение эмиссионной плотности тока.

Температура отрицательных ионов в плазме ППИ определяется физическими процессами, ответственными за их образование [9], и в этом смысле является заданной. Снижение ее при адиабатическом расширении плазмы, как это принято в источниках положительных ионов [34], в случае ППИ, по-видимому, нереально из-за малого времени жизни иона H^- в плазме.

Следует заметить, что в пеннинговской геометрии через эмиссионную щель, в основном, извлекаются лишь ионы, образовавшиеся в плазме (главным образом в результате резонансной перезарядки) и поэтому имеющие низкую начальную энергию. В источниках с планетронной геометрией высокая эффективность генерации достигается лишь при извлечении ионов, образовавшихся на катоде [9,33], и потому имеющих значительный угловой и энергетический разброс. Поэтому в этих источниках извлечение "холодных" плазменных ионов возможно лишь при увеличении оптической толщины плазмы. В этом и заключается причина, отмеченного выше, уменьшения их энергетической эффективности при формировании ярких пучков.

Ионно-оптические aberrации, как известно, определяются геометрией вытягивающего промежутка. Многочисленные испытания и ряд конструкторских соображений [14] указывают на целесообразность квазипирсовской геометрии. Модельные расчеты [35] показали, что в этом случае можно получить достаточно малые aberrации. На рис.3 заимствованном из [35], представлена фазовая диаграмма пучка, полученная в результате этих расчетов. Аналогичные расчеты, выполненные в Брукхэвенской группе [27], дают несколько другие результаты.

Как известно [36] в плазменных источниках необходимо согласование вытягивающего промежутка по пространственному заряду в соответствии с "законом 3/2" с целью придания границе плазмы оптимального положения и формы для получения наилучшей фокусировки пучка. Эта закономерность в ШИ ранее не проявлялась, что порождало обоснованные сомнения в применимости теории Пирса-Лэнгмюра к ним из-за влияния поперечного магнитного поля и пространственного заряда электронов, дрейфующих в вытягивающем промежутке. Упомянутые расчеты также выполнены без учета этих факторов. В режиме с малым уровнем флуктуаций ионного тока при достаточно малой напряженности магнитного поля наблюдается режим оптимального согласования вытягивающего промежутка. Это выражается в том, что при заданных геометрии промежутка и вытягивающем напряжении существует оптимальное значение тока разряда (плотности плазмы), при котором наблюдается максимальная плотность тока в пучке, тогда как полный ток пучка постоянно растет вместе с током разряда. Это не зависит от того где проводятся измерения: непосредственно после вытягивающего электрода (3 см)

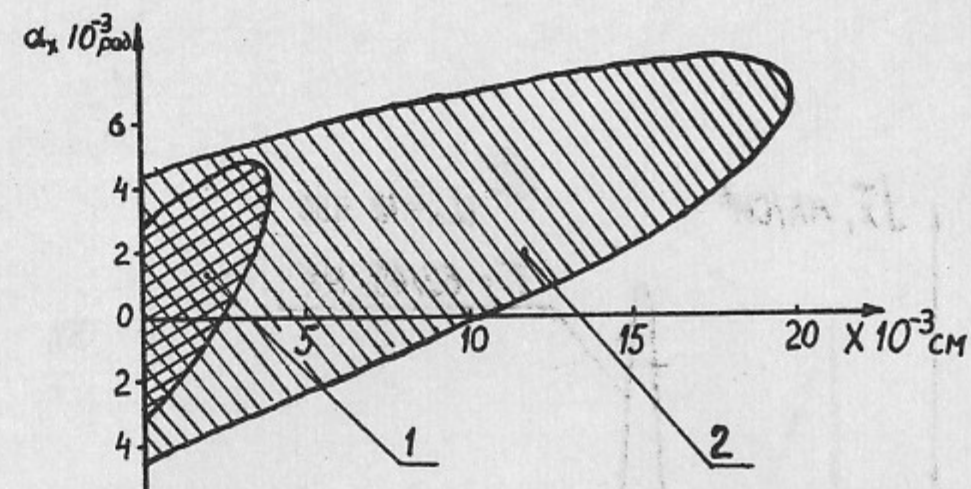


Рис.3. Расчетная фазовая диаграмма пучка.

1 - основного = $7,2 \cdot 10^{-7}$ см.рад из-за aberrаций;
2 - ионов перезарядки в вытягивающем промежутке = $4,8 \cdot 10^{-6}$ см.рад.

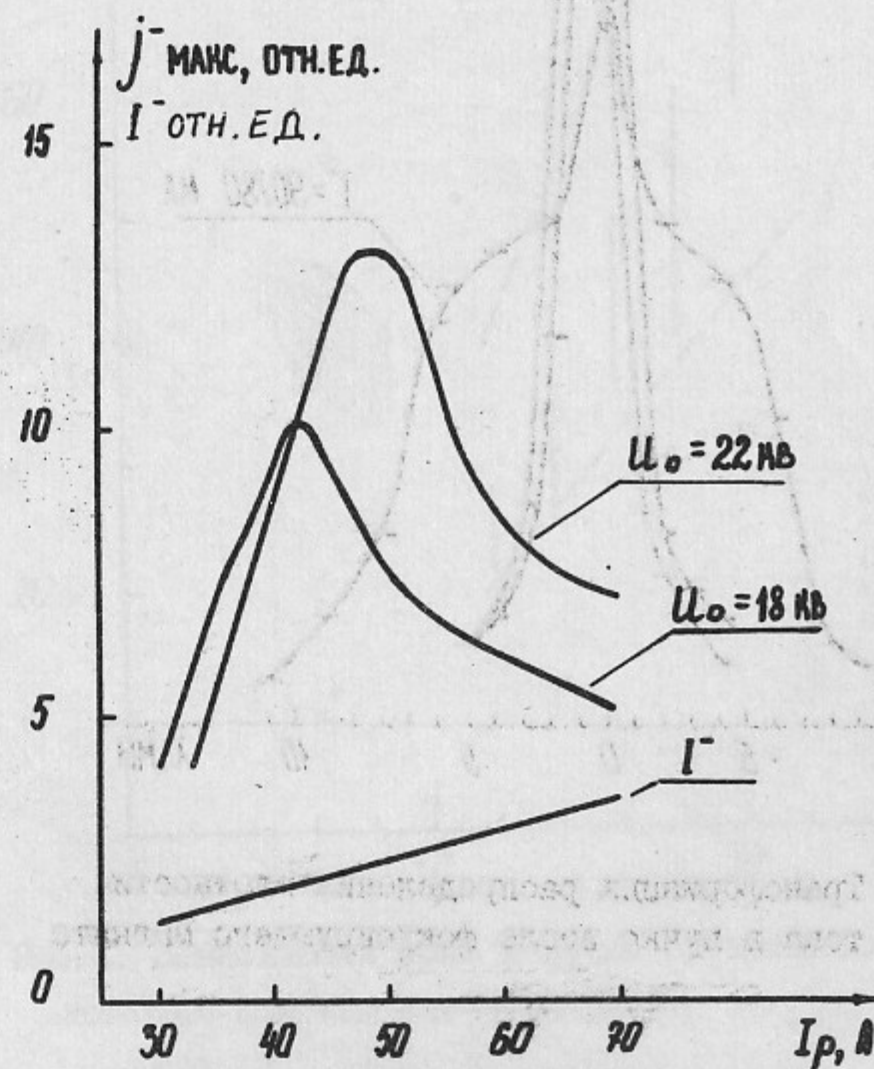


Рис. 4. Зависимость максимальной плотности тока в центре от тока разряда в 3 см. от вытягивающего электрода

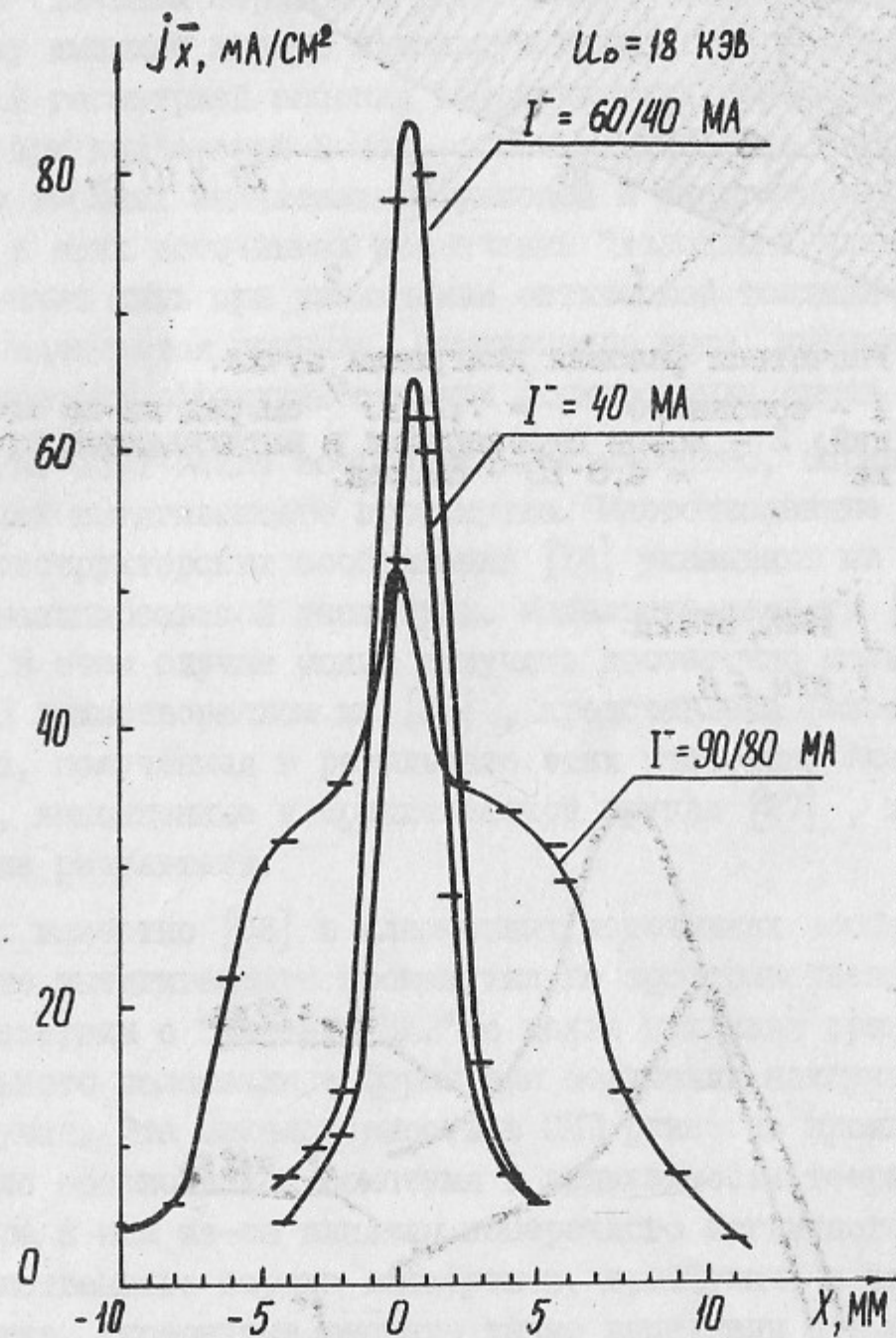


Рис. 5. Трансформация распределения плотности тока в пучке после фокусирующего магнита

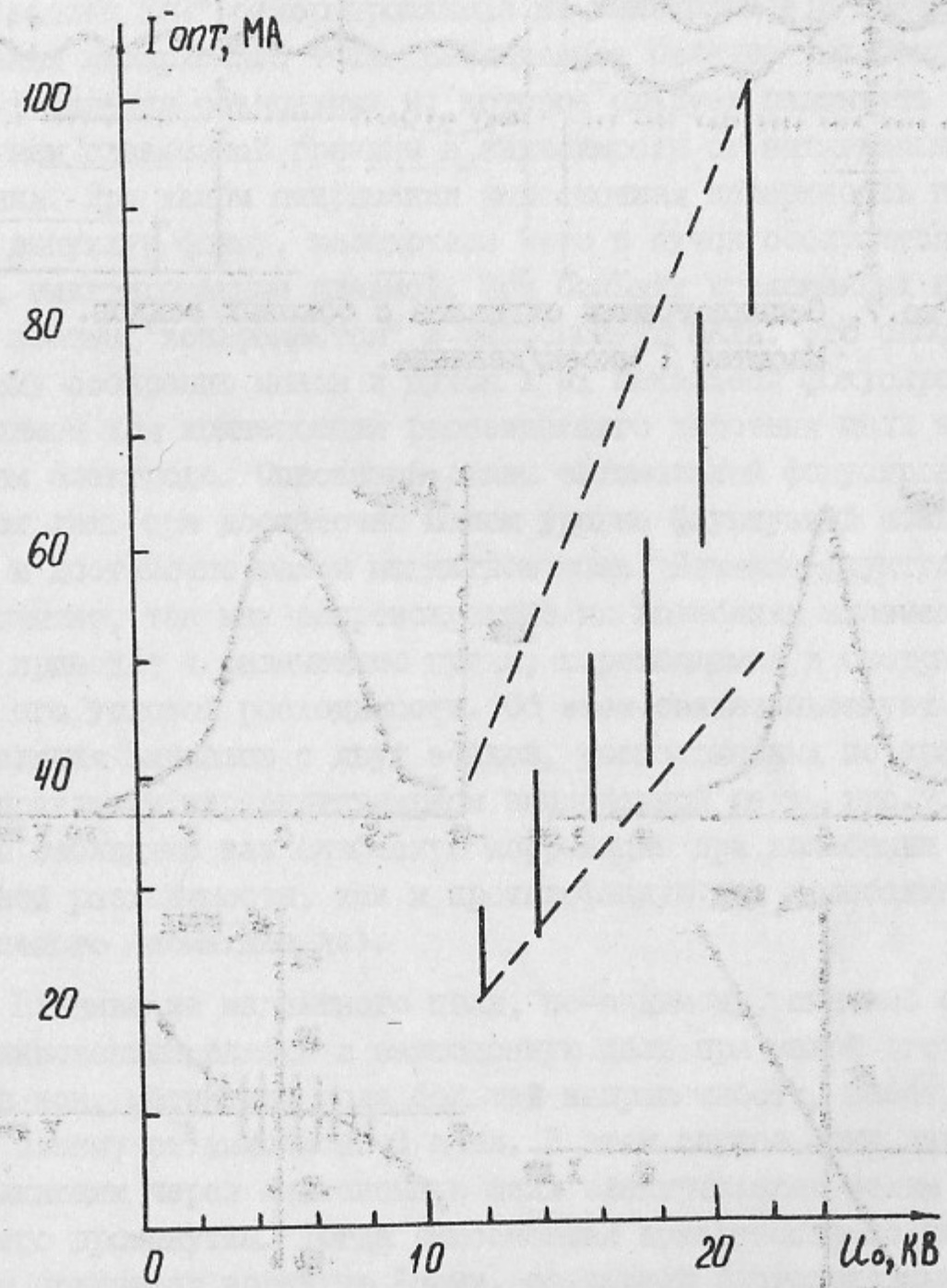


Рис. 6. Зависимость тока в пучке от вытягивающего напряжения

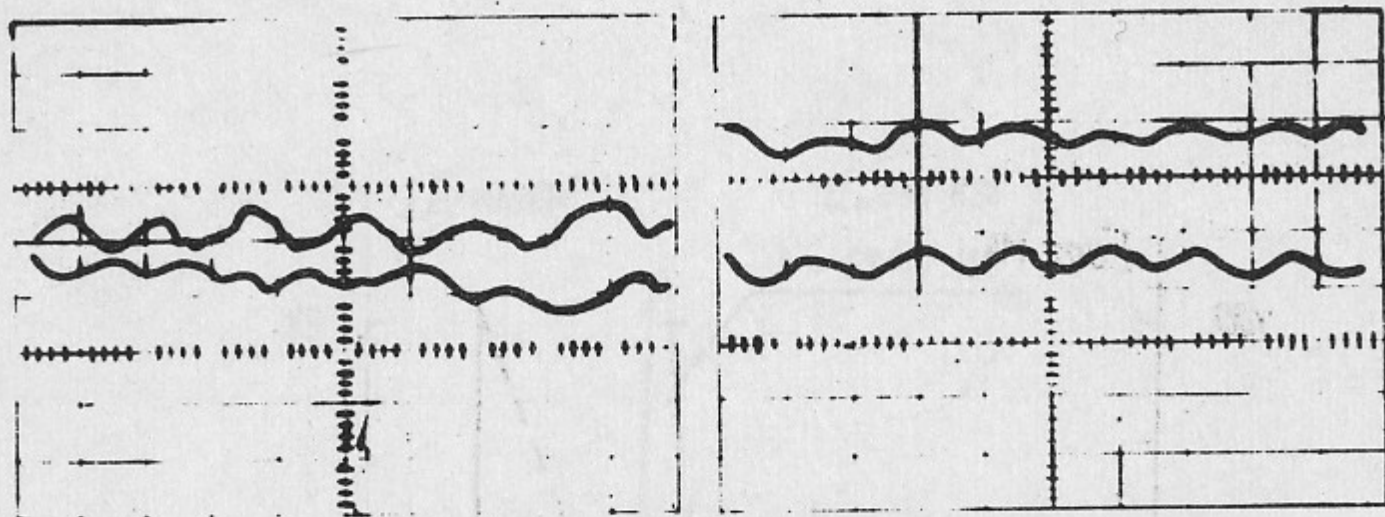


Рис. 7. Осциллограммы сигналов с боковых зондов.
Масштаб 1 мксек/деление.

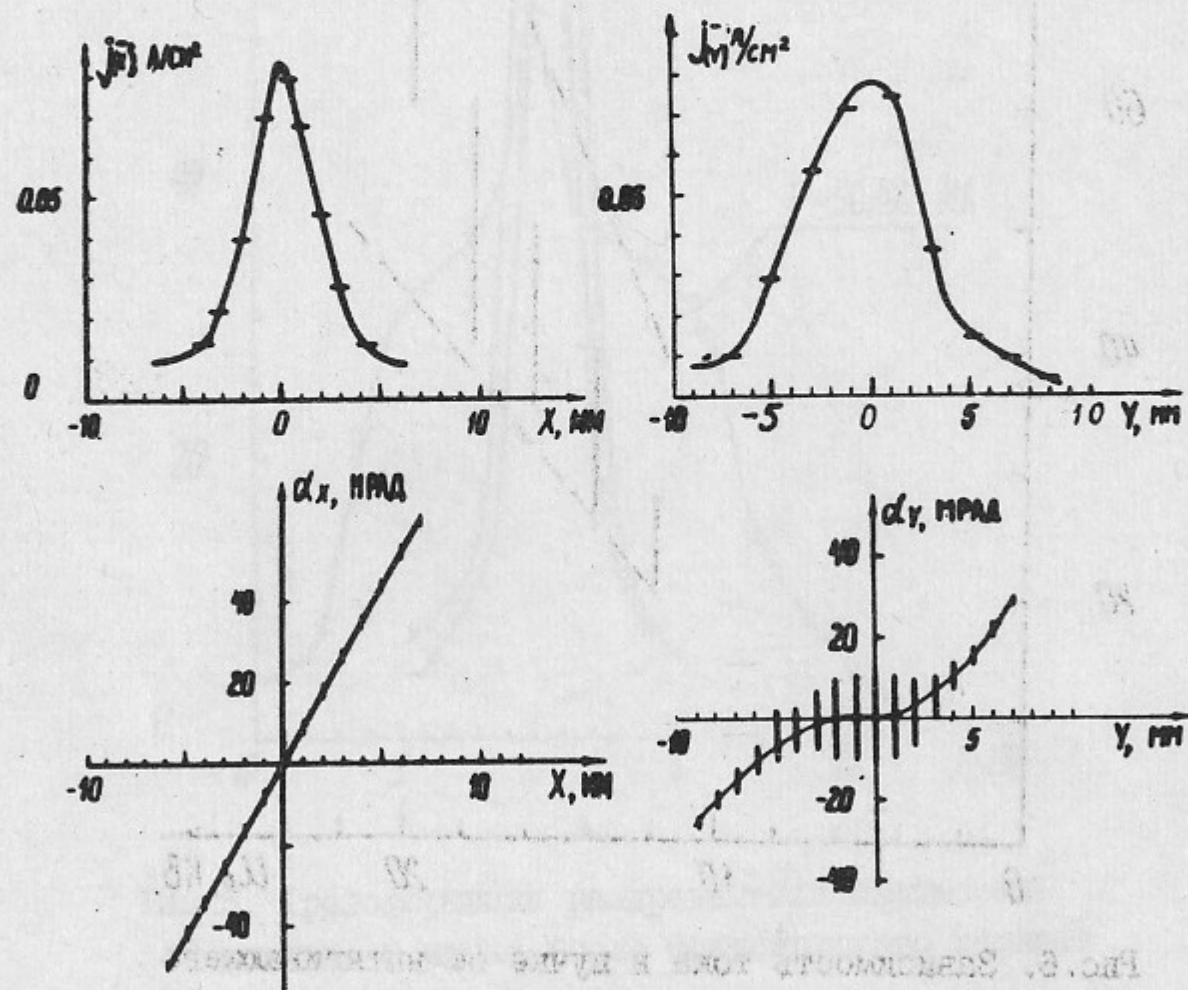


Рис. 8. Фазовые диаграммы пучка без фокусировки.
0,06 А; 20 кВ; $E_x \approx 2 \cdot 10^{-6}$ см. рад;
 $E_y \approx 2 \cdot 10^{-5}$ см. рад.

в схеме без фокусирующего магнита рис. 4 или на расстоянии 15 см в схеме с фокусирующим поворотным магнитом рис. 5. На рис. 6 представлена зависимость полного тока пучка от вытягивающего напряжения в режиме оптимального согласования. Там же приведены кривые "закона 3/2" отнормированные на минимальное и максимальное значения измеряемого тока. Наблюдаемое отличие от "закона 3/2" представляется объяснимым и, которое следует связывать с перемещением плазменной границы в зависимости от вытягивающего напряжения. При малом напряжении эмиссионная поверхность приобретает выпуклую форму, вследствие чего в пучок собираются не все ионы, эмиттированные плазмой. При больших приложенных напряжениях плазма "возвращается" в эмиссионную щель. Это способствует лучшему сбору ионов в пучок и их начальной фокусировке, необходимой для компенсации рассеивающего действия щели в вытягивающем электроде. Описанный режим оптимальной фокусировки наблюдается лишь при достаточно малом уровне флуктуаций ионного тока $I\%$ и достаточно малом магнитном поле. Влияние флуктуаций вполне понятно, так как сопровождающие их колебания плазменной границы приводят к размыванию пучка, выражающемуся в быстрых колебаниях его угловой расходимости. Об этом свидетельствует хорошая корреляция сигналов с двух зондов, расположенных по краям пучка в направлении перпендикулярном эмиссионной щели, рис. 7. При этом можно наблюдать как синфазную корреляцию при колебании полной угловой расходимости, так и противофазную при колебании пучка как целого (помахивание).

Влияние же магнитного поля, по-видимому, связано с лучшим проникновением плазмы в эмиссионную щель при малой его величине. Тогда как, магнитное поле большей напряженности, наоборот, отжимает плазму от эмиссионной щели. В этом случае ионы извлекаются проникающим через эмиссионную щель электрическим полем вытягивающего промежутка. Тогда эмиссионная поверхность по необходимости принимает вогнутую форму, создающей благоприятные условия к образованию кроссовера вблизи вытягивающего электрода или даже до него.

Выше отмечалось, что формирование нешумящего ионного пучка, как правило, возможно лишь при отсутствии флуктуаций в разряде. Это условие представляется необходимым, но отнюдь не достаточным. В экспериментах неоднократно наблюдались колебания ионного

тока при отсутствии последних в разряде. Это указывает на то, что флуктуации в пучке могут возникать в вытягивающем промежутке при извлечении ионов. Детальные наблюдения показали, что это возможно, по крайней мере, в трех случаях.

1. Колебания всегда возникают, если пучок "лизет" край щели в вытягивающем электроде. Это может быть связано со вторичной электронной эмиссией. Это влияние обсуждается ниже.

2. Колебания могут инициироваться кратковременными микро-разрядами в вытягивающем промежутке, приводящим к резким броскам приложенного напряжения. При редких микро-разрядах и спокойном разряде с достаточным запасом устойчивости можно наблюдать вспышки колебаний. С повышением частоты микро-разрядов или малом запасе устойчивости вспышки переходят в непрерывные колебания с частотой $1 + 2$ МГц.

Неоднократно наблюдалось также возникновение, упомянутых выше регулярных высокочастотных колебаний инициируемых передним фронтом импульса вытягивающего напряжения.

3. Колебания наблюдаются также при достаточно резких флуктуациях тока тяжелых отрицательных ионов (с массой близкой к кислороду). Их вклад в пространственный заряд может быть значительным даже при небольшом токе. Следует заметить, что доля тяжелых ионов в пеннингсовском источнике по мере тренировки источника в течение 1-2 часов снижается от 10-15% до 3-5% и далее остается на этом уровне. В полупланотроне долю тяжелых ионов не удается снизить менее $10 + 15\%$.

Наконец, разумно предположить, что колебания ионного тока могут инициироваться возмущениями в потоке дрейфующих сопутствующих электронов, хотя в экспериментах выделить их не удается.

Формирование и фокусировка пучка

Специфической особенностью ШИИ является то, что интенсивный ионный пучок извлекается через узкую вытянутую эмиссионную щель. При этом после вытягивающего промежутка формируется клиновидный пучок с полной угловой расходимостью $(0,5 + 1) \cdot 10^{-2}$ рад, вследствие чего при последующей транспортировке его необходима одномерная фокусировка в направлении, перпендикулярном эмиссионной щели (в дальнейшем это направление обозначается координатой

X , а направление вдоль эмиссионной щели координатой Y). В [13] для этой щели было предложено использовать 90° поворотный магнит с показателем спада $R \approx 1$ (в настоящее время эта схема является общепринятой). Тем не менее и в этой схеме при фокусировке пучка с током ≈ 100 мА и энергией 20 кэВ сила пространственного заряда в $3 + 4$ раза превышает фокусирующую силу магнитного поля. Поэтому фокусировка возможна только при условии компенсации пространственного заряда пучка положительными ионами остаточного газа. Необходимое для этого давление газа $\approx 10^{-4}$ тор поддерживается потоком водорода из источника и дополнительного напуска, как правило, не требуется. При этом в направлении Y размер пучка практически не меняется и в направлении X увеличивается в $10 + 20$ раз, вследствие чего по этой степени свободы происходит значительное охлаждение пучка. В этих условиях сформированный квазипараллельный пучок оказывается очень чувствительным к нагреву в направлении X . Источников такого нагрева можно указать, по крайней мере, два.

Аберрационный нагрев происходит из-за нелинейности фокусировки в магнитном поле. Вследствие этой нелинейности обеспечивается связь X и Y степеней свободы как между собой так и с продольным движением. Поскольку энергия в первой из них очень мала, то даже небольшие добавки к ней могут вызвать заметный эффект нагрева пучка в направлении X . В [37] показано, что при надлежащем выборе топографии магнитного поля аберрации можно значительно уменьшить. Однако, экспериментально это подтверждается лишь при малых ($1 + 2$ мА) токах пучка.

При фокусировке интенсивного пучка, по-видимому, более мощным источником нагрева будут коллективные процессы, которые могут развиваться в плазме компенсированного пучка [38, 39]. Последние исследования [40, 41] показали, что в компенсированных интенсивных пучках ионов H^- можно наблюдать возбуждение различных типов колебаний и некоторые эффекты декомпенсации, которые могут приводить к эффективному нагреву пучка.

Эксперименты в оптимальных условиях с шумящим ионным пучком показали, что при транспортировке такого пучка в поворотном магните, действительно, имеет место нагрев пучка в направлении X . На рис. 8 и 9 представлены фазовые диаграммы пучка, полученные в схеме без фокусирующего магнита в 3 см от вытяги-

вающего электрода и в схеме с фокусирующим магнитом в 15 см от вытягивающего электрода, соответственно. Из этих рисунков видно, что при прохождении пучка в магните эмиттанс в направлении X увеличивается в 3 раза, тогда как эмиттанс в направлении Y практически не меняется.

Какой механизм ответствен за наблюдаемый нагрев пучка пока остается неясным. Тем не менее, проведенные исследования показали, что значительный нагрев может быть обусловлен вторичной электронной эмиссией с поверхностей экспонируемых пучком. В рассматриваемых экспериментах этот эффект всегда проявлялся в двух случаях.

1. Подавление вторичной электронной эмиссии с коллектора анализирующего устройства приводит к уменьшению эмиттанса в $1,5 \pm 2$ раза.

2. Ухудшение прохождения ионного пучка через магнит всегда приводит к значительному увеличению эмиттанса. Это увеличение особенно велико, если поверхности в магните покрыты изоляционными пленками (масло и т.д.). Объяснение этого эффекта может быть в том, что вторичные электроны создают более благоприятные условия для развития неустойчивостей в компенсированном ионном пучке. Ранее такое влияние отмечалось при транспортировке компенсированных электронных пучков [42,43]. Это предположение подтверждают прямые измерения потока электронов из пучка. На рис. 10 представлены спектры электронов, полученные с помощью четырехсетевого анализатора, расположенного на расстоянии 10 см от коллектора касательно к пучку. В режиме без подавления вторичной эмиссии с коллектора (коллектор под нулевым потенциалом) поток электронов из пучка (кривая 1) в 5 ± 6 раз больше, чем в режиме с подавленной эмиссией (на коллекторе плюс 30 В, кривая 2). В то же время видно, что характер спектров электронов, вылетающих из пучка, при подавлении вторичной эмиссии не изменяется.

Влияние вторичных электронов особенно сильно в случае усиления вторичной эмиссии. Это проявляется в интенсивных колебаниях тока пучка и электронного тока в четырехсеточном анализаторе. На рис. 11 приведены осциллограммы этих токов, соответственно, верхний луч и нижний луч, в режиме усиленной вторичной

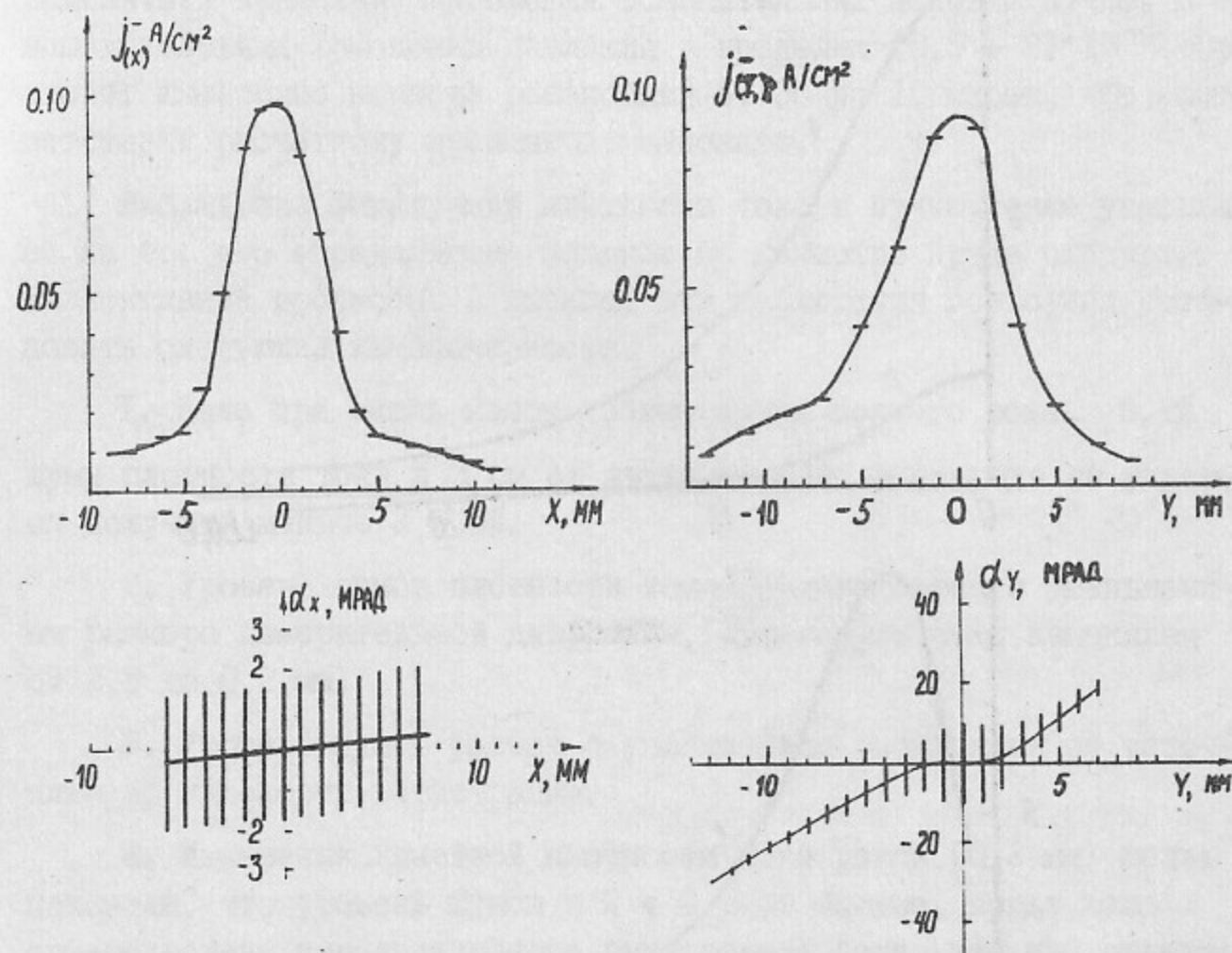


Рис. 9. Фазовые диаграммы пучка после фокусирующего магнита. $0,08$ А; 23 кВ; $E_x = 6 \cdot 10^{-6}$ см. рад.; $E_y \approx 2 \cdot 10^{-5}$ см. рад.

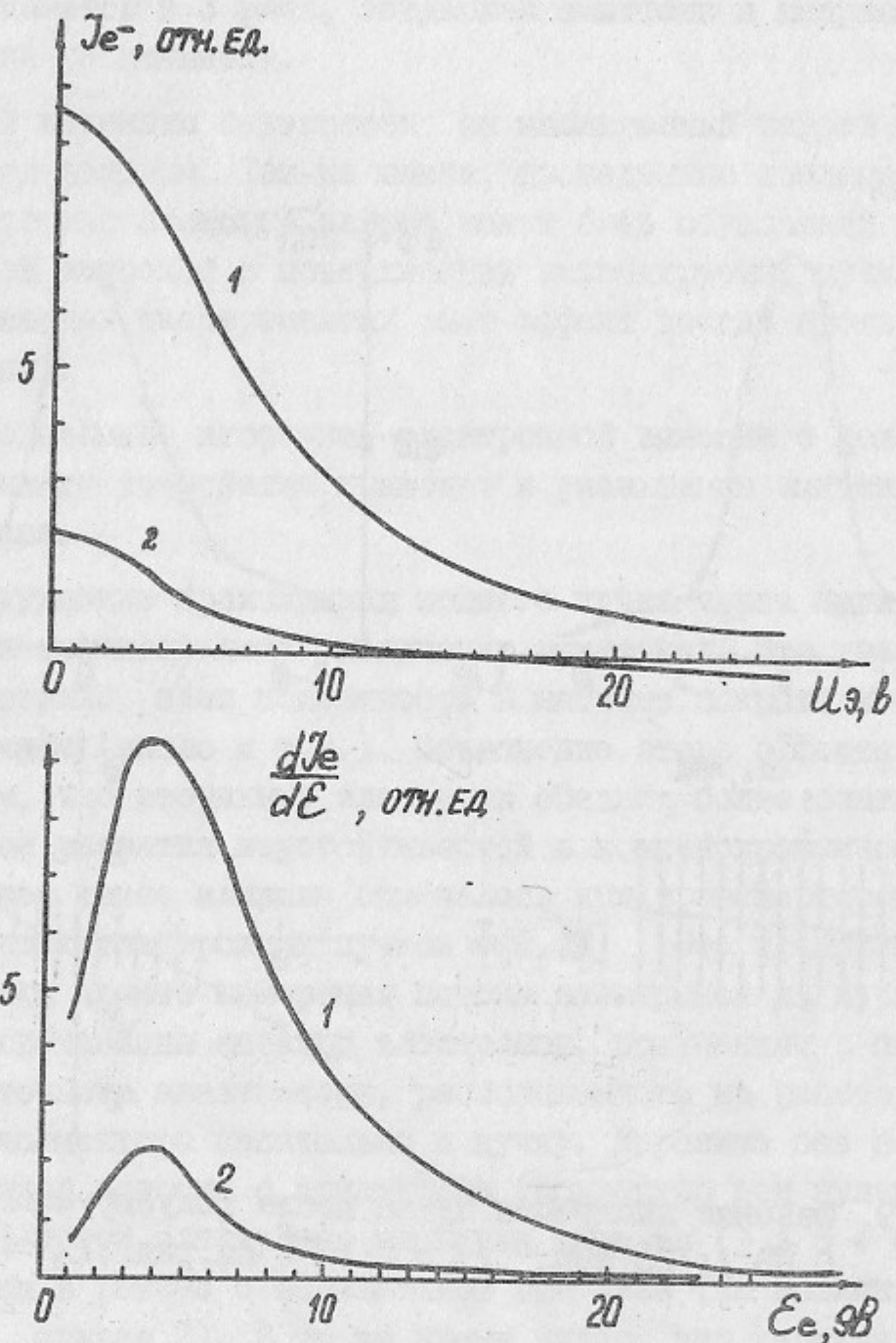


Рис. 10. Спектры вторичных электронов из пучка.
 1 - вторичная эмиссия не подавлена;
 2 - вторичная эмиссия подавлена.

эмиссии с коллектора (на коллекторе минус 30 В). Интерпретация этих осциллограмм может быть следующей. Взаимодействие электронов вторичной эмиссии с плазмой компенсированного пучка влечет за собой развитие неустойчивости, которая приводит к быстрой декомпенсации пучка. В эти моменты наблюдаются резкие выбросы электронов из пучка. В таком случае период релаксаций будет определяться временем накопления положительных ионов в пучке. В наших условиях изменение давления в пределах $(0,5 + 2) \cdot 10^{-4}$ тор влечет изменение периода релаксаций от 30 до 10 мксек, что соответствует расчетному времени компенсации.

Наблюдение флуктуаций плотности тока в пучке также указывает на то, что определяющее влияние на качество пучка оказывают коллективные процессы. А именно, эти наблюдения позволили установить следующие закономерности.

1. Даже при очень малом уровне шумов полного тока 0,1% шумы плотности тока в 3 см от вытягивающего электрода не удается получить меньше 3 + 5%.

2. Уровень шумов плотности тока увеличивается с уменьшением размера измерительной диафрагмы (в экспериментах изменялся от 0,8 до 0,2 мм).

3. Уровень шумов растет с увеличением расстояния от источника до плоскости регистрации.

4. Измерения линейной плотности тока узкой (0,2 мм) щелью показали, что уровень шумов в 2 + 3 раза больше, когда щель ориентирована перпендикулярно эмиссионной щели, чем при ориентации вдоль эмиссионной щели, если измерения проводятся в 3 см от источника. Аналогичные измерения после поворотного магнита в 15 см от источника показывают, что анизотропия уровня шумов составляет 10 + 20.

Первые две закономерности характерны для статистических флуктуаций (дробовой шум), так как относительный уровень этих флуктуаций $\sim 1/\sqrt{I_0}$, где I_0 - измеряемый ток через диафрагму [44]. Однако последние две закономерности не укладываются в рамки теории дробового шума, более того, наблюдаемый уровень шумов на два порядка больше, чем предсказывается этой теорией.

Отсюда можно сделать вывод, что в действительности, первоначальные флуктуации статистической природы в дальнейшем усиливаются при транспортировке пучка. Механизм этого усиления пока неясен и требует дальнейших исследований. В частности, за это усиление колебаний может быть ответствен механизм, аналогичный предложенному в [45] для компенсированных пучков положительных ионов. Кроме того, из второго и четвертого свойств можно заключить, что усиление колебаний плотности тока происходит на мелкоструктурных флуктуациях распределения потенциала в плазме компенсированного пучка. В таком случае флуктуации потенциала быстро выравниваются движением электронов вдоль силовых линий магнитного поля, вследствие чего и наблюдается анизотропия уровня шумов плотности тока. Разумеется, что это возможно при условии $n_e \gg n_i$ (n_e и n_i — плотности электронов и ионов в пучке, соответственно), т.е. пучок должен быть перекомпенсированным [38]. Необходимое для этого условие, чтобы плотность остаточного газа превышала критическое значение, наверное, в условиях экспериментов выполняется с запасом.

Этот вывод подтверждается экспериментами на малом поворотном магните с радиусом траектории 3,5 см и апертурой 1,5 см. В этом магните пучок быстро выводится из струи газа, вытекающего из источника, чего нельзя ожидать в большом магните с радиусом траектории 8 см. На рис. 12 представлена фазовая диаграмма пучка полученная в этом эксперименте при токе пучка 50 мА и энергии 20 кэВ. Этой диаграмме отвечает нормализованный эмиттанс $E_y \approx 1,4 \cdot 10^{-5}$ см.рад. и $E_x \approx 7 \cdot 10^{-7}$ см.рад., этим значениям эмиттанса соответствует яркость пучка $4 \cdot 10^8 \frac{A}{\text{см}^2 \cdot \text{рад}^2}$, и энергия теплового движения ионов, приведенная к эмиссионной щели $W_y \approx 0,3$ эВ и $W_x \approx 0,4$ эВ. При этом через магнит проходит 100% пучка при токах до 50 мА, при больших токах, по-видимому, из-за недостаточной апертуры магнита прохождение уменьшается.

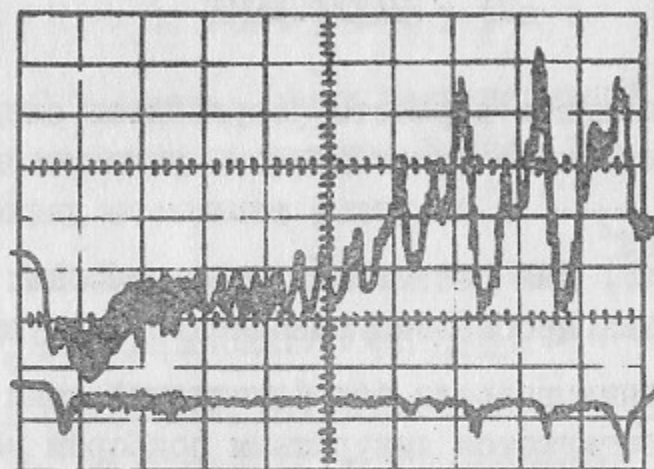


Рис. 11. Оциллограммы тока пучка — верхний луч и тока электронов из пучка — нижний луч в режиме усиленной вторичной эмиссии. Масштаб 25 мксек/деление.

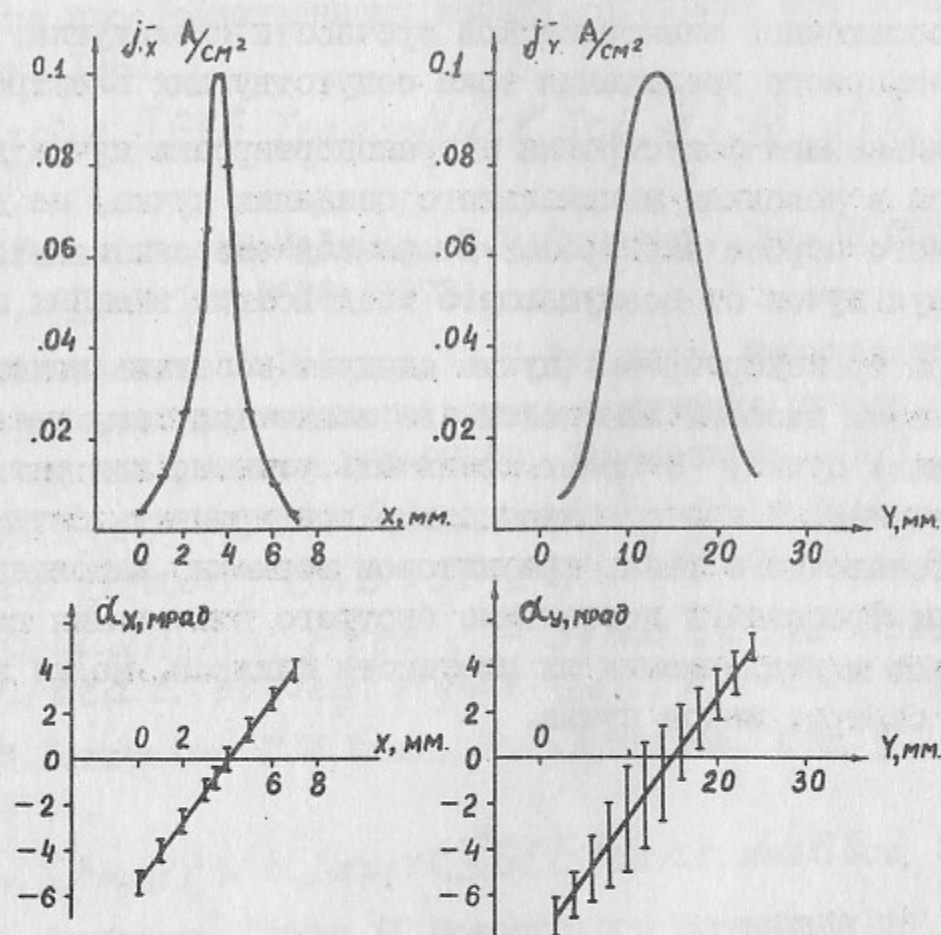


Рис. 12. Фазовые диаграммы пучка в оптимизированном режиме. 0,05 А; 20 кэВ; $E_x \approx 7 \cdot 10^{-7}$ см.рад; $E_y \approx 1,4 \cdot 10^{-5}$ см.рад.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Из обсуждавшихся в работе результатов следует, что в ПИИ возможно формирование интенсивного пучка ионов H^+ с яркостью $\gg 10^8 \frac{A}{cm^2 \cdot рад^2}$ и энергией теплового движения ионов в плазме $0,3 + 0,5$ эВ. Для достижения столь высоких ионно-оптических характеристик необходимо выполнение следующих условий.

2. Осуществление разряда без флуктуаций тока и напряжения на разряде. Это достигается аккуратным подбором режима разряда по току разряда, магнитному полю, напуску газа, тепловому режиму источника, обеспечивающему достаточно высокую плотность цезия в разряде.

3. Проводить извлечение ионов в режиме оптимального согласования вытягивающего промежутка по пространственному заряду и магнитному полю по возможности максимальным напряжением при соблюдении достаточной электрической прочности промежутка, не допуская чрезмерного увеличения тока сопутствующих электронов.

4. Дальнейшая фокусировка и транспортировка пучка должна проводиться в условиях минимального оседания пучка, не допуская значительного сброса электронов вторичной эмиссии в пучок, хорошо экранируя пучок от возмущающего воздействия внешних полей.

5. При транспортировке пучка следует избегать накопления в пучке плазмы высокой плотности, во всяком случае, избегая перекompенсации пучка, с целью исключить условия для развития неустойчивостей. Для этого необходимо поддерживать оптимальное давление остаточного газа, при котором возможно выполнение противоречивых требований достаточно быстрого накопления компенсирующих ионов и поддержания их плотности близкой, но не выше плотности быстрых ионов пучка.

Л и т е р а т у р а :

1. Г.И.Будкер, Г.И.Димов. Труды Международной конференции по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1963, М., 1964, с.993-996.
2. Г.И.Димов, В.Г.Дудников. Физика плазмы, 4, № 3, 701 (1978).
3. Г.И.Будкер, А.Н.Скринский. УФН, 124, № 4 (1978).
4. Г.И.Будкер, Г.И.Димов, В.Г.Дудников. АЭ, 22, № 5, 348 (1967).
5. Ю.И.Бельченко, Г.И.Будкер, Г.Е.Деревянкин, Г.И.Димов, В.Г.Дудников, Г.В.Росляков, В.Е.Чуприянов, В.Г.Шамовский. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1977, Серпухов, 1978, т.1, с.287.
6. Г.И.Димов, В.Е.Чуприянов. Получение компенсированного протонного пучка в ускорительном кольце с током, превышающим предел по пространственному заряду. Препринт ИЯФ 82-33, Новосибирск, 1982.
7. R.Martin, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-18, № 3, 953 (1971)
8. Ю.И.Бельченко, Г.И.Димов, В.Г.Дудников. Изв.АН СССР, Сер. физ., 37, № 12, 2573 (1973).
9. Ю.И.Бельченко, Г.И.Димов, В.Г.Дудников. Физические основы поверхностно-плазменного метода получения пучков отрицательных ионов. Препринт ИЯФ 77-56, Новосибирск, 1977.
Proc. Symp. on the Prod. and Neutral. of Neg. Hyd. Ions and Beams, BNL-50727, N.Y. 1977, p. 79.
10. V.G.Dudnikov, *Proc. 2nd Symp. on the Prod. and Neutral. of Neg. Hyd. Ions and Beams*, BNL-51304, p.137
11. Ю.И.Бельченко, Г.И.Димов, В.Г.Дудников. ЖТФ, 45, № 1, 68 (1975).
12. C.W.Schmidt, W.M.Smart, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-26, № 3, 3760
13. В.Г.Дудников. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Москва, 1974, М., Наука, 1975, т.1, с.323.

14. G. I. Dimov, G. E. Derevjankin, V. G. Dudnikov, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-24, № 3, 1545 (1977).
15. C. W. Schmidt, C. D. Curties, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-26, № 3, 4120 (1979).
16. C. Ankenbrandt et al., *Proc. 11th Intern. Conf. on High Energy Accel.*, Geneva 1980, p. 260.
17. P. Hellison et al., *Proc. 2nd Intern. Symp. on the Prod. and Neutral. of Neg. Hyd. Ions and Beams*, BNL-51304, N. Y. 1980, p. 171.
18. D. C. Barton, R. W. Witcover, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-28, № 3, 2681 (1981).
19. D. R. Moffet, R. L. Barner, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-28, № 3, 2678 (1981).
20. K. Matsuoka et al., *Proc. Symp. on Ion Sources and Appl. Technol.*, 43 (1981).
21. P. E. Gear, R. Siddow, *Low-Energy Ion Beams*, London 1980, p. 281-291.
22. H. V. Smith, P. Hellison, *Rev. Sci. Instr.*, 53, № 4, 405 (1982).
23. Г. Е. Деревянкин, В. Г. Дудников, В. С. Кленов. *ЖТФ*, 48, № 2, 404 (1978).
24. Г. Е. Деревянкин, В. Г. Дудников. Формирование пучков ионов Н⁻ для ускорителей в поверхностно-плазменных источниках, препринт ИЯФ 79-77, Новосибирск, 1979.
25. J. G. Alessi, Th. Sclaters, *Rev. Sci. Instr.*, 51, № 12, 1630 (1980).
26. Ю. И. Бельченко, В. Г. Дудников. Поверхностно-плазменный источник с разрядом без замкнутого дрейфа электронов. Препринт ИЯФ 78-95, Новосибирск, 1978.
- Рассылка (27) Th. Sclaters, *Proc. 1979 Linear Accel. Conf.*, BNL-51134, N. Y. 1979, p. 428.
28. C. Wejner, *Proc. 2nd Symp. on Ion Sources and Form. of Ion Beams*, LBN-3399, Berkeley California, 1974, I-1(1-2).
29. М. Д. Габович, Д. Н. Козырев, А. П. Найда. *ПТЭ*, № 2, 45 (1980).

30. Ю. И. Бельченко и др. Письма в *ЖТФ*, 3, № 14, 693 (1977).
31. H. V. Smith, P. W. Hellison, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-26, № 3, 4006 (1979).
32. В. Л. Сизоненко. *ЖТФ*, 51, № 11, 2283 (1981).
33. Ю. И. Бельченко, Г. И. Димов, В. Г. Дудников. *ЖТФ*, 43, № 9, 1720 (1973).
34. Th. Sclaters, *Proc. 2nd Intern. Conf. on Ion Sources*, Vienna 1972, p. 190.
35. В. И. Давыденко, Н. Г. Хавин. Численное моделирование формирования пучков ионов Н⁻ в поверхностно-плазменных источниках. Препринт ИЯФ 79-27, 1979.
- (36) М. Д. Габович. Физика и техника плазменных источников ионов, М., Атомиздат, 1972.
37. J. P. Sherman, P. W. Hellison, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-26, № 3, 3916 (1979).
38. М. Д. Габович. *УФН*, 121, № 2, 259 (1977).
39. *Proc. Intern. Symp. on the Prod. and Neutral. of Neg. Hyd. Ions and Beams*, BNL-50727, N. Y. 1977. J. M. Dolique, p. 215; R. J. Turbville, E. B. Hooper, p. 236.
40. Д. Г. Джаббаров, А. П. Найда. Физика плазмы, 6, № 3, 577 (1980), *ЖЭТФ*, 50, № 6, 1170 (1980).
41. М. Д. Габович, В. П. Горедский, Д. Г. Джаббаров, Д. Н. Козырев, А. П. Найда. Коллективные процессы в плотных пучках отрицательных ионов и декомпенсация этих пучков. Препринт ИФ АН УССР № 9, Киев, 1979.
42. М. В. Незлин и др. *ЖЭТФ*, 53, № 4, 1180 (1967).
43. М. В. Незлин и др. *ЖЭТФ*, 55, № 2, 397 (1968).
44. Ван дер Зил. Флуктуации в радиотехнике и физике, М., Госэнергиздат, 1958.
45. M. V. Nezlin, *Plasma Phys.*, 10, № 4, 337 (1968).

Г.Е.Деревянкин, В.Г.Дудников, М.Л.Трошков

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКОВ ИОНОВ H^+ В ПОВЕРХНОСТНО-
ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКАХ ДЛЯ УСКОРИТЕЛЕЙ

Препринт

№ 82-110

Работа поступила - 13 июля 1982 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано к печати 23.9-1982 г. МН 17273

Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.1,9 печ.л., 1,5 учетно-изд.л.

Тираж 150 экз. Бесплатно. Заказ № 110.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90