

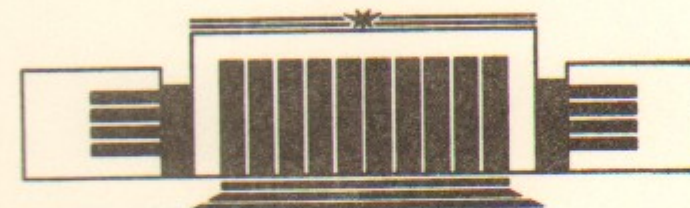


3  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Ю.И. Бельченко, Г.Е. Деревянкин, Г.И. Димов,  
В.Г. Дудников

**ИССЛЕДОВАНИЯ  
ПОВЕРХНОСТНО-ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ  
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ  
В НОВОСИБИРСКЕ**

**ПРЕПРИНТ 87-8**



**НОВОСИБИРСК**

### ВВЕДЕНИЕ

Перезарядная инжекция с использованием поверхностно-плазменных источников ионов  $H^-$  сейчас используется почти на всех протонных синхротронах мира. Практическое освоение перезарядной инжекции было начато в ИЯФ СО АН СССР в 1960 г. по предложению Г.И. Будкера. При разработке первых проектов протонных накопителей перезарядную инжекцию предполагалось использовать для накопления циркулирующих протонных пучков, яркость которых значительно превышает яркость инжектируемых [1], и за счет этого обеспечить высокую светимость в экспериментах на встречных пучках.

Экспериментальные исследования перезарядной инжекции, подтвердившие ожидаемое увеличение интенсивности и яркости циркулирующего протонного пучка, были завершены в Институте в 1967 году [2]. Позднее было освоено получение циркулирующего протонного пучка с электронной компенсацией, интенсивность которого значительно превышала предел по пространственному заряду [3].

Для перезарядной инжекции в Институте были разработаны плазменные источники ионов  $H^-$  (типа источника Элерса) с импульсным током до 8 мА и перезарядные источники, первоначально, с током до 15 мА, а в дальнейшем и до 100 мА.

Однако, характеристики этих источников не позволяли в полной мере реализовать преимущества перезарядной инжекции и не обеспечили ее широкого использования на ускорителях.

Ситуация с получением пучков ионов  $H^-$  радикально улучшилась после обнаружения поверхностно-плазменного механизма образования отрицательных ионов в газовых разрядах [7]. После создания поверхностно-плазменных источников (ППИ) перезарядная инжекция была успешно освоена в лаборатории Ферми, а затем и на других протонных синхротронах. Более того, поверхностно-плазменный метод оказался достаточно эффективным, чтобы приступить к разработке мощных источников отрицательных ионов для управляемого термоядерного синтеза.

Большой вклад в разработку ППИ внесли Национальные лаборатории США: Брукхэвенская, Берклиевская, Лос-Аламосская, Ок-Риджская, им. Э. Ферми; ряд лабораторий Советского Союза, Европы и Японии. Эти результаты отражены в трудах Международных симпозиумов по получению и нейтрализации отрицательных ионов [4—6], ускорительных конференций и многих других публикациях.

Но в этом докладе мы кратко остановимся только на результатах, полученных в Институте ядерной физики СО АН СССР. Некоторые итоги этих работ рассматривались в обзорах [7—10]. Там же приведены ссылки на оригинальные публикации.

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ОСНОВ ПОВЕРХНОСТНО-ПЛАЗМЕННОГО МЕТОДА ПОЛУЧЕНИЯ ПУЧКОВ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ

1. Первые важные результаты, послужившие основой для разработки поверхностно-плазменного метода получения пучков отрицательных ионов (ППИ) и поверхностно-плазменных источников, были получены в Институте в 1970 году. В это время было обращено внимание на принципиальную возможность получения ионов  $H^-$  за счет вторичной эмиссии отрицательных ионов при бомбардировке ионами поверхностей с пониженной работой выхода.

Было установлено, что при бомбардировке поверхности металлов ионами цезия в атмосфере водорода коэффициент вторичной эмиссии ионов  $H^-$  может повышаться до 80% при плотности тока ионов  $H^-$  до  $10 \text{ mA/cm}^2$ .

Одновременно было освоено получение пучков ионов  $H^-$  из сильноточных тлеющих разрядов с магнитным полем в газоразрядных ячейках с геометрией плоского магнитрона (планотрон). Важным моментом при этом было значительное уменьшение потока со-

путствующих электронов за счет уменьшения размера эмиссионной щели вдоль магнитного поля. Этот источник, схематично изображенный на рис. 1, позволял получать только  $10 \text{ mA}$  ионов  $H^-$ , но

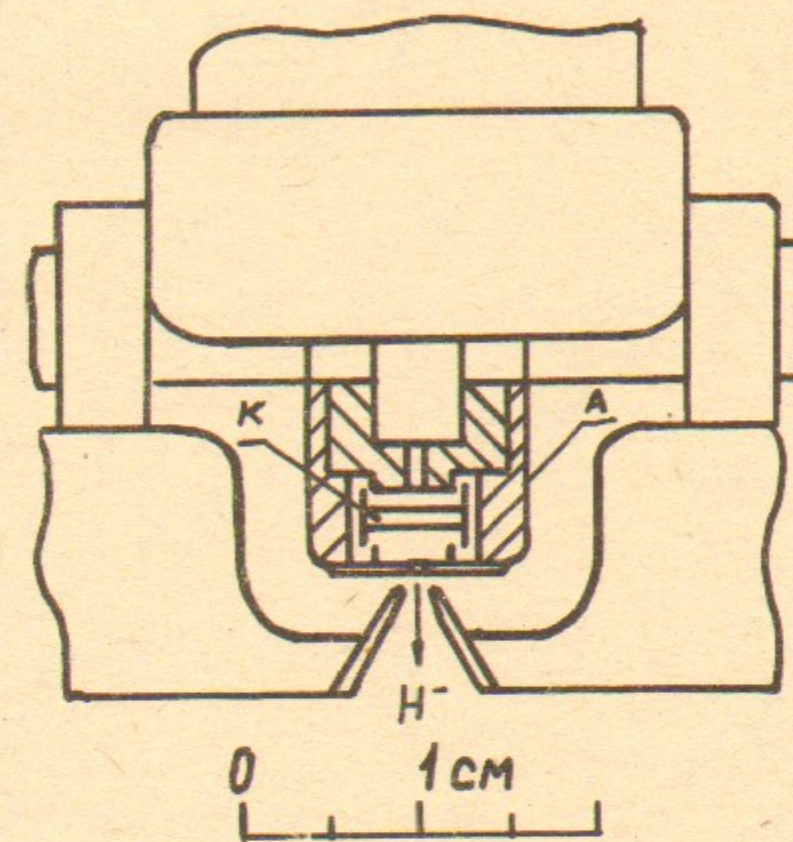


Рис. 1. Конструкция первого поверхностно-плазменного источника (планотрон): А — анод газоразрядной ячейки, К — катод.

его конструкция послужила основой для всех последующих ППИ.

2. В 1971 году было обнаружено, что при добавлении паров цезия в газоразрядную камеру этого источника эмиссия отрицательных ионов увеличивается. После эмпирической оптимизации этого источника интенсивность пучка ионов  $H^-$  была увеличена до  $0.2 \text{ A}$ , эмиссионная плотность тока до  $1.5 \text{ A/cm}^2$ . Эти значения были невероятно велики для того времени, но достаточно надежны и требовали объяснения.

3. Были исследованы энергетические спектры отрицательных ионов, извлекаемых из этих источников. Примеры этих спектров приведены на рис. 2. При увеличении подачи цезия увеличивается количество ионов  $H^-$ , ускоренных полным напряжением на разряде. При увеличении плотности газа доля этих ионов уменьшается, но увеличивается количество ионов с меньшей энергией. В спектрах из пеннинговской ячейки ионы с увеличенной энергией не наблюдаются, а энергетический разброс значительно меньше.

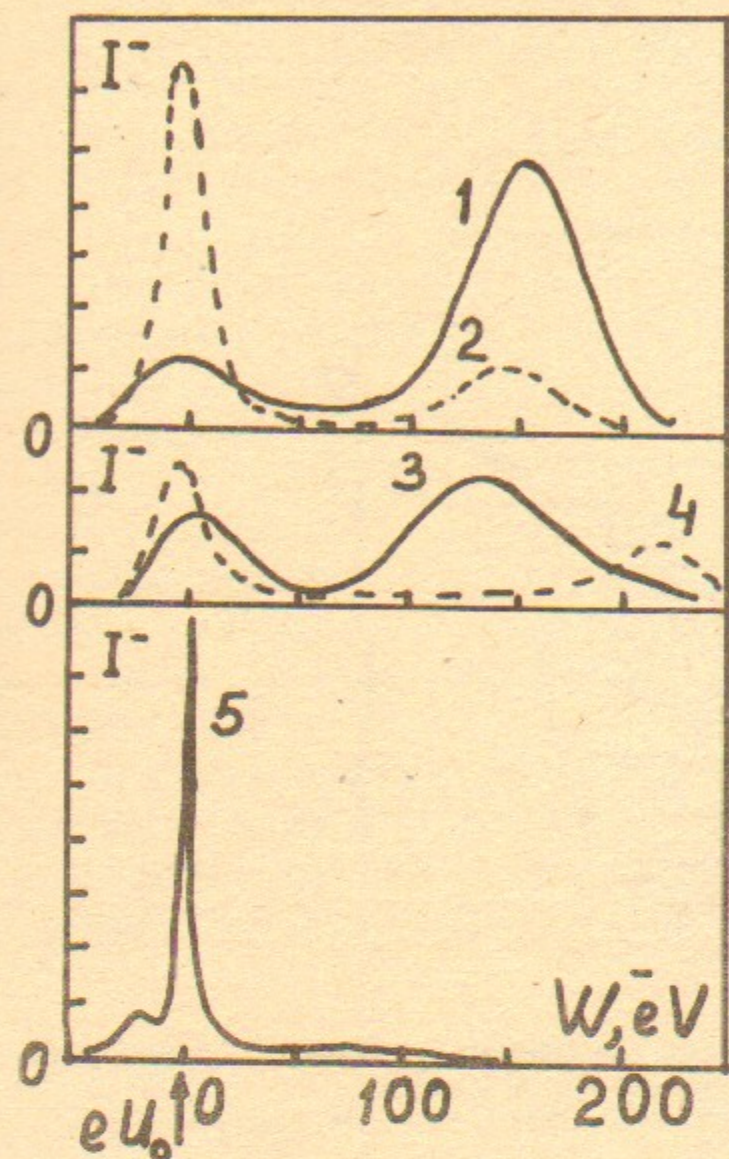


Рис. 2. Энергетические спектры ионов  $H^-$  из поверхностно-плазменных источников: (1, 2, 3, 4) — из планотрона, (5) — из источника с пеннинговской геометрией разряда.  
 1 — минимальная подача водорода, 2 — увеличенная подача водорода, 3 — нормальная подача цезия ( $U_p = 120$  В), 4 — недостаточная подача цезия ( $U_p = 220$  В).

По результатам этих экспериментов и ряда других исследований была сформулирована концепция поверхностно-плазменного механизма образования отрицательных ионов в газовых разрядах, иллюстрируемая рис. 3.

Этот механизм эффективного образования отрицательных ионов можно представить в виде следующей последовательности взаимосвязанных процессов:

- В газоразрядной плазме образуются положительные ионы водорода и цезия.
- Эти ионы ускоряются в приэлектродных слоях пространственного заряда и бомбардируют поверхность катода или дополнительного электрода. При этом частицы рабочего вещества адсорбируются на поверхности в состояниях, благоприятных для их последующей эмиссии в виде отрицательных ионов.
- При обмене импульсами между бомбардирующими и адсорби-

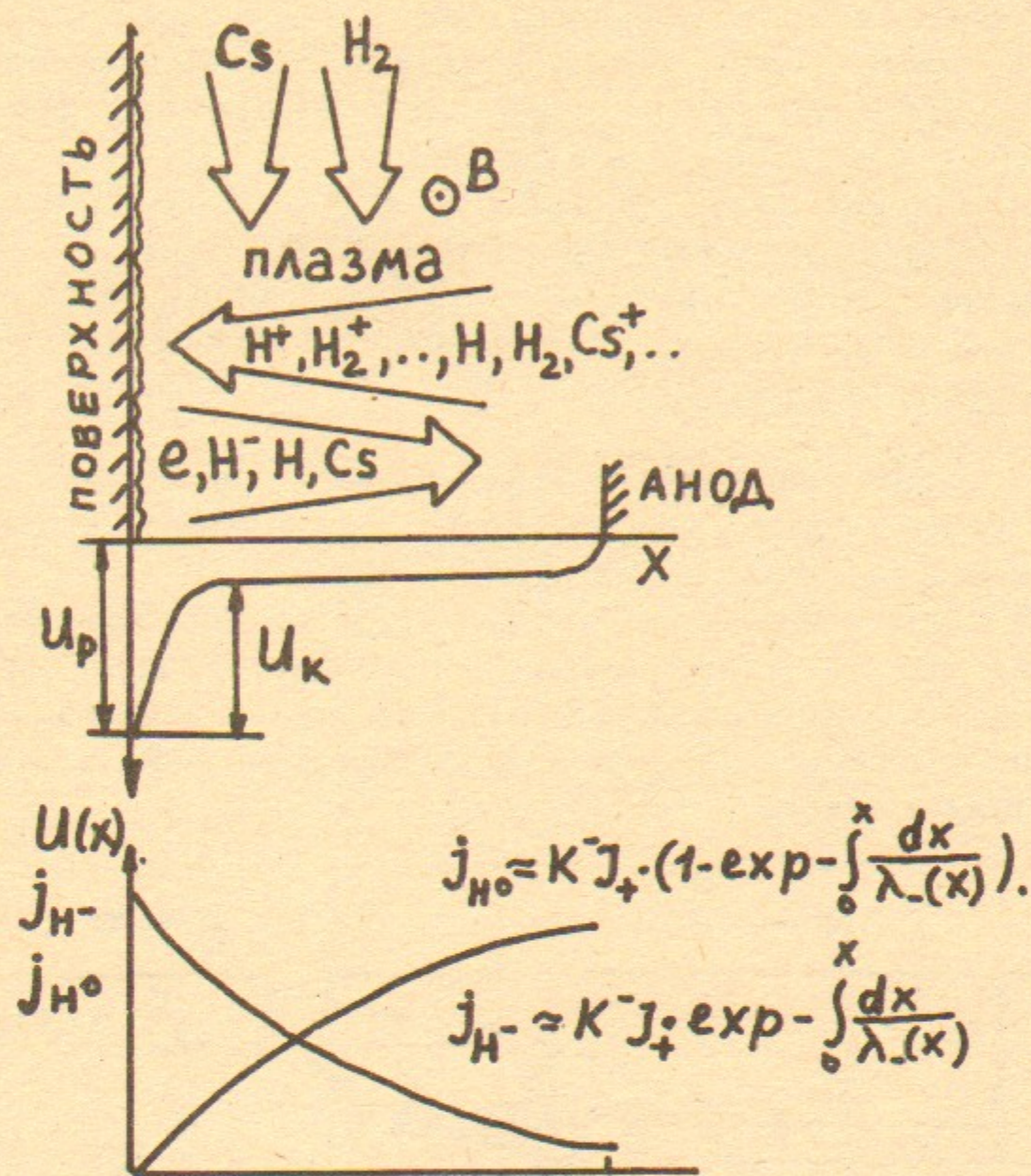


Рис. 3. Схема поверхностно-плазменного механизма образования отрицательных ионов в газовом разряде.

рованными частицами последние покидают поверхность со сверхтепловыми скоростями.

- В результате обмена электронами между эмиттером и уровнями электронного сродства распыленных и отразившихся частиц часть из них с высокими скоростями удаления от поверхности уходит за приповерхностный барьер в виде отрицательных ионов. При уменьшении работы выхода поверхности за счет адсорбции цезия вероятность образования отрицательных ионов значительно увеличивается.
- Образовавшиеся отрицательные ионы ускоряются электричес-

ким полем в приэлектродном слое и могут пройти через не очень толстый слой плазмы и газа к системе формирования пучка. Остальная часть ускоренных отрицательных ионов разрушается и преобразуется в быстрые атомы.

— Отрицательные ионы, попавшие в электрическое поле системы формирования ускоряются и фокусируются в пучок.

Поскольку образование отрицательных ионов определяется процессами, протекающими в газоразрядной плазме и на поверхности электродов, этот механизм был назван поверхностно-плазменным.

Очень важно, что высокая эффективность образования отрицательных ионов за счет этого механизма сохраняется при плотности тока разряда на катоде до  $100 \text{ А/см}^2$  и более.

4. Из существовавших в то время теоретических представлений следовало, что при работе выхода поверхности, большей электронного сродства, вероятность образования отрицательного иона на поверхности должна быть малой. В экспериментах эта вероятность была близка к единице.

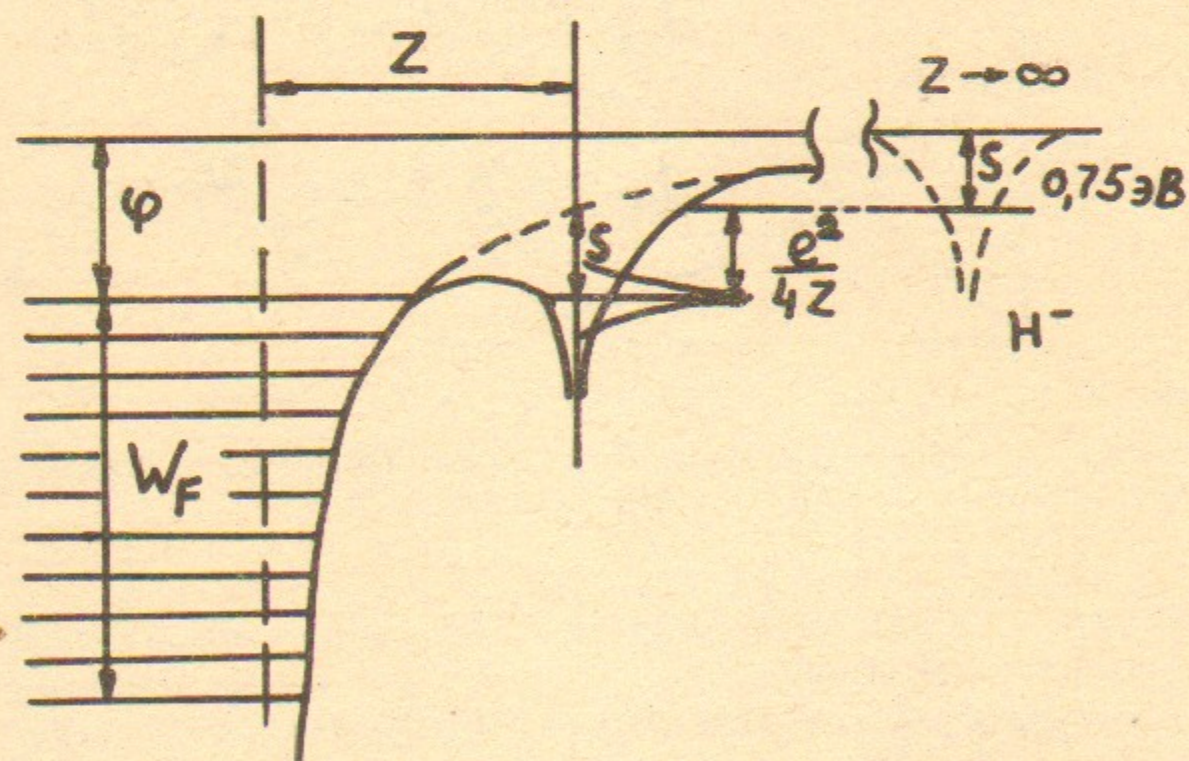


Рис. 4. Понижение уровня электронного сродства при приближении атома к поверхности.

В работах М.Е. Кишиневского было обращено внимание на то, что при приближении атома к поверхности его уровень электронного сродства понижается и может оказаться ниже уровня Ферми в металле, как показано на рис. 4. В этих условиях уровень элект-

ронного сродства заполняется электронами из металла и при быстром удалении атома от поверхности лишний электрон может не успеть возвратиться в металл.

Таким образом, быстрая частица «вывозит» электрон на своем уровне электронного сродства за счет кинетической энергии, сообщенной ей при бомбардировке. В результате вероятность образования отрицательных ионов приближается к единице при работе выхода  $1.5 \text{ эВ}$  и электронном сродстве  $0.75 \text{ эВ}$ , как это имеет место в ППИ ионов  $\text{H}^-$ . Дальнейшее уменьшение работы выхода уже делает эффективным образование отрицательных ионов из частиц с тепловыми скоростями. Более подробно особенности этого механизма обсуждаются в работе [7].

Примеры расчетных зависимостей степени ионизации от работы выхода и скорости удаления частицы от поверхности приведены на рис. 5.

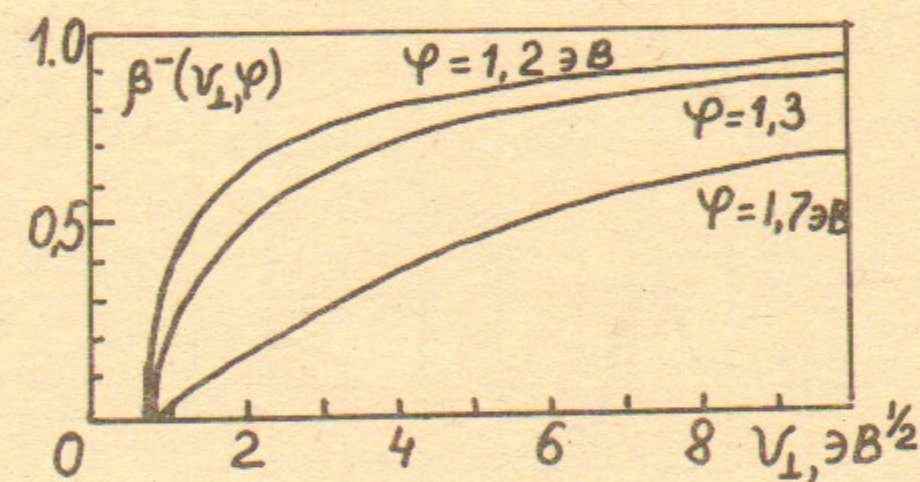


Рис. 5. Вероятность ухода частиц водорода (в виде ионов  $\text{H}^-$ ) с поверхности в зависимости от скорости атомов (при различных работах выхода поверхности).

5. После «сознательной» оптимизации условий для образования отрицательных ионов интенсивность получаемых пучков в ППИ к 1974 году была увеличена до  $0.9 \text{ А}$ , а эмиссионная плотность тока до  $3.7 \text{ А/см}^2$ . В источнике с независимым эмиттером эмиссионная плотность тока ионов  $\text{H}^-$  была повышена [7] до  $6 \text{ А/см}^2$ .

Исследование эмиссионных характеристик катода в ППИ показало, что увеличение подачи цезия в газоразрядную камеру ионного источника приводит к уменьшению падения напряжения на разряде от  $400-600 \text{ В}$  до  $10^2 \text{ В}$ . При этом эффективные значения коэффициента вторичной эмиссии электронов увеличиваются от  $0.1-0.2$  до  $5-6$ , а значения коэффициента вторичной эмиссии от-

рицательных ионов возрастают от 0.01 до 0.6—0.8 ионов  $H^-$  на один бомбардирующий ион, среди которых значительна доля молекулярных ионов.

6. Непосредственные измерения показали, что в ППИ атомы цезия, десорбированные с поверхности электродов, быстро ионизируются в плазме и переносятся на катод в виде ионов. Таким образом, при горении разряда цезий эффективно запирается в тонком прикатодном слое, что способствует сохранению малой работы выхода и высокой эффективности образования отрицательных ионов при большей плотности тока разряда. Этот эффект иллюстрируется рис. 6. В итоге, расход цезия в атомах оказывается значительно меньше потока отрицательных ионов.

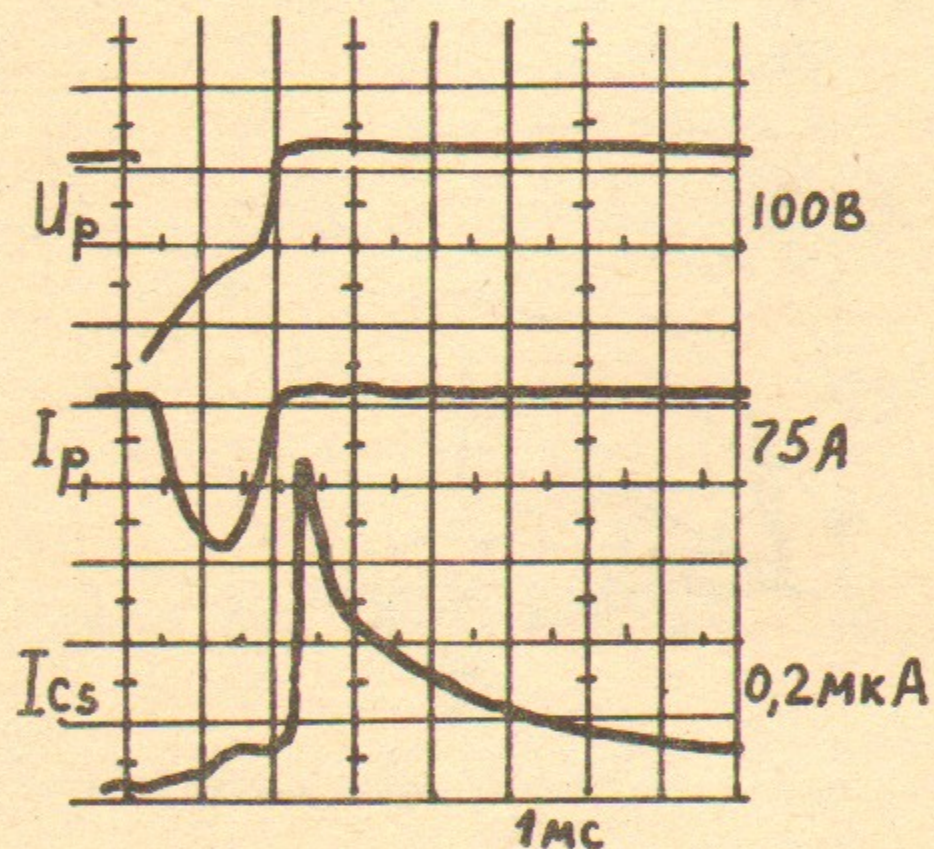


Рис. 6. Запирание цезия разрядом в поверхностно-плазменном источнике.

7. Сказанное справедливо и для водорода, который так же эффективно запирается плазмой в газоразрядной камере [12], что иллюстрируется рис. 7. В частности, при горении разряда в ППИ с планотронной геометрией через эмиссионную щель до 30% водорода выходит в виде отрицательных ионов.

8. В 1978 году была осуществлена геометрическая фокусировка потока отрицательных ионов, эмиттируемых цилиндрической поверхностью катода ППИ с полупланотронной геометрией [13]. Это позволило повысить энергетическую эффективность и газовую эко-

номичность генерации отрицательных ионов и уменьшить удельную мощность бомбардировки катода.

В 1982 году была реализована геометрическая фокусировка ионов, эмиттируемых сферическими поверхностями специальных выемок на катоде [10, 14]. Это еще более повысило энергетическую и газовую эффективность ППИ. В частности, на получение пучка ионов  $H^-$  с током 2.5 А в таком источнике с геометрической фокусировкой энергетические затраты составляют 10 кВт.

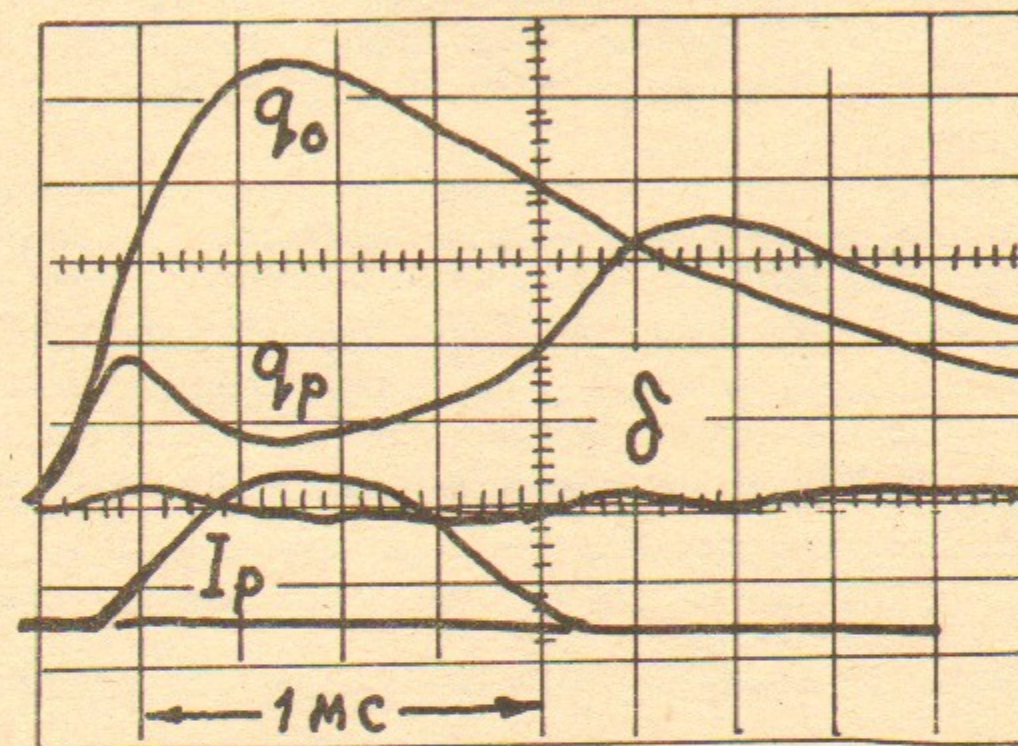


Рис. 7. Запирание водорода разрядом в поверхностно-плазменном источнике:  $q_0$  — поток водорода без разряда,  $q_p$  — поток с разрядом,  $\delta$  — сигнал помех от разряда,  $I_p$  — ток разряда.

9. При достаточной толщине плазменной и газовой мишени между эмиттером и эмиссионным отверстием отрицательные ионы, эмиттированные с поверхности и ускоренные разностью потенциалов между эмиттером и плазмой, эффективно разрушаются, превращаясь в ускоренные атомы.

Непосредственная регистрация потока ускоренных атомов из ППИ была осуществлена в 1978 году. С использованием перезарядки этих атомов в ионы  $H^-$  были измерены их энергетические спектры. Они оказались вполне аналогичными высокоэнергичной части спектров, приведенных на рис. 2. При этом эффективность получения ускоренных атомов оказалась сравнимой с эффективностью генерации ионов  $H^-$ .

Таким образом, поверхностно-плазменный механизм образования отрицательных ионов может служить эффективным средством получения быстрых атомов средней энергии (100—200 эВ).

10. В ППИ быстрые атомы, образовавшиеся в результате разрушения первичных отрицательных ионов, могут снова конвертироваться в ионы  $H^-$  на поверхностях с цезием. Этот эффект отчетливо наблюдается в ППИ с пеннинговской геометрией газоразрядной камеры (ИПГ), в которых быстрые атомы бомбардируют эмиттирующую поверхность катода наравне с положительными ионами. В результате, выход отрицательных ионов из этих источников растет линейно с током разряда при плотности тока разряда до  $300 \text{ A/cm}^2$ . Для сравнения аналогичная зависимость для планотрона достигает максимума при плотности тока  $60-80 \text{ A/cm}^2$  и затем спадает.

Приведенные результаты надежно подтверждают доминирующую роль поверхностно-плазменного механизма в эффективном образовании отрицательных ионов.

К настоящему времени достигнуто хорошее понимание основных процессов образования и разрушения отрицательных ионов в ППИ, что служит надежной основой для разработки сильноточных источников для УТС и источников с высокой яркостью пучка для ускорителей.

#### РАЗРАБОТКА ПОВЕРХНОСТНО-ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ

После завершения, в основном, исследований поверхностно-плазменного механизма образования отрицательных ионов появилась основа для «сознательного» конструирования ППИ. Совершенствование конструкций источников, отработка способов подачи водорода и цезия, усовершенствование систем питания позволили повысить надежность ППИ до уровня, достаточного для их практического применения.

В соответствии со сказанным выше эта работа в Институте проводилась по двум направлениям.

1. Для программы УТС разрабатывались различные варианты сильноточных ППИ. При этом основное внимание было направлено на получение высоких удельных характеристик генерации отрицательных ионов. Совершенствование этих источников было связано с реализацией геометрической фокусировки.

Из источников с цилиндрической и сферической фокусировкой получены пучки ионов  $H^-$  с током до  $4 \text{ A}$  при средней плотности тока в вытягивающем промежутке  $0.5 \text{ A/cm}^2$ . При этом локальная

плотность тока в источнике со сферической фокусировкой (в эмиссионном отверстии) достигает  $8 \text{ A/cm}^2$ .

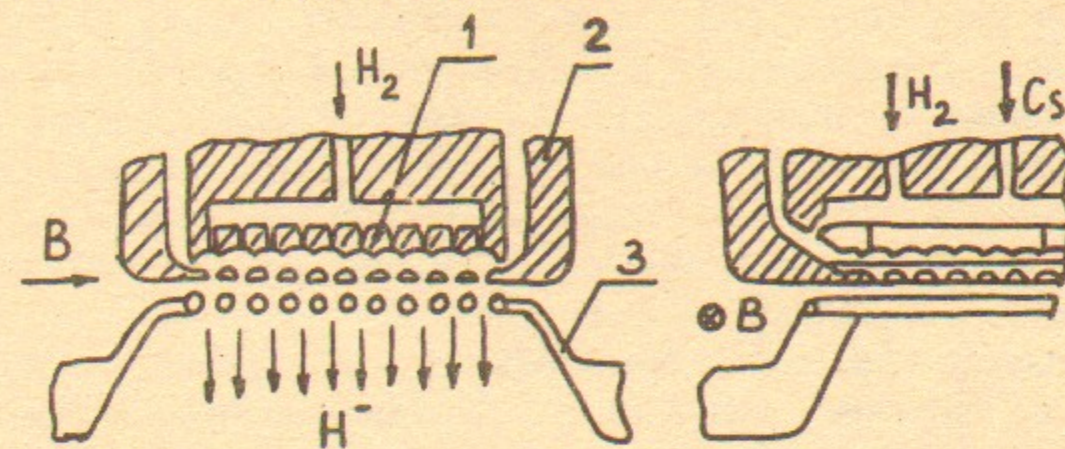


Рис. 8. Схема поверхностно-плазменного источника со сферической двумерной фокусировкой потока ионов  $H^-$  на эмиссионные отверстия многоапертурной системы формирования (600 ячеек, площадь катода  $60 \text{ cm}^2$ ):  
1 — катод-эмиттер, 2 — анод, 3 — вытягивающий электрод.

Хорошая геометрическая фокусировка делает рациональным использование многоапертурных систем формирования. Так, в многоапертурном сотовом источнике (МСИ) со сферической фокусировкой получен ток ионов  $H^-$   $12 \text{ A}$  при токе разряда  $700 \text{ A}$ , энергии ионов  $20 \text{ кэВ}$  и длительности импульса  $1 \text{ мс}$ . Конструкция этого источника схематически показана на рис. 8. На рис. 9 приведе-

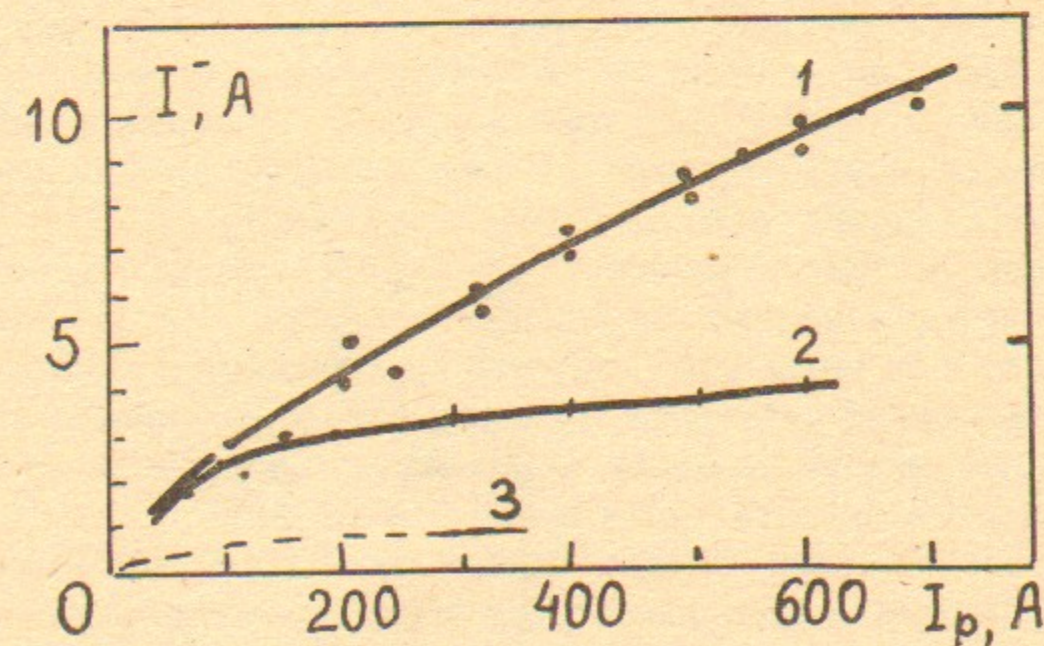


Рис. 9. Зависимости тока пучка ионов  $H^-$  от тока разряда:  
1 — площадь катода  $60 \text{ cm}^2$ , 2 — площадь катода  $20 \text{ cm}^2$ , 3 — без фокусировки.

ны эмиссионные характеристики этого источника. Более подробно сильноточные ППИ рассмотрены в [10, 14].

2. При разработке ППИ для ускорителей наряду с вопросами стабильности и надежности в работе важное значение имеет вопрос получения высокой яркости в пучке. Что же касается энергетической эффективности, то она не имеет определяющего значения.

Большинство известных типов ППИ работают в режиме непосредственного извлечения ионов, образующихся на эмиттирующей поверхности. Поскольку эмиссия отрицательных ионов с поверхности является следствием бомбардировки последней частицами из разряда с энергией  $\sim 100$  эВ, то эмиттированные ионы имеют большой энергетический и угловой разброс. В результате эффективная температура отрицательных ионов на эмиттере оценивается величиной  $\sim 10$  эВ.

Яркость пучка пропорциональна эмиссионной плотности тока ионов и обратно пропорциональна их температуре. Отсюда ясно, что рассчитывать на получение высокой яркости пучка в источниках этого типа не приходится. Так же очевидно, что упоминавшаяся выше геометрическая фокусировка выигрыша в яркости не дает.

3. Иная картина в ППИ с пеннинговской геометрией газоразрядной камеры (ИПГ). В этом источнике для ионов, образующихся на эмиттирующей поверхности катода, очень затруднен (геометрически) выход через эмиссионное отверстие в вытягивающий промежуток. Ионный пучок, в основном, формируется из отрицательных ионов, образующихся в окрестности эмиссионного отверстия в результате резонансной перезарядки быстрых первичных отрицательных ионов на атомарном газе. Как показали многочисленные исследования, температура этих ионов не превышает  $0.5-1$  эВ. Во всяком случае, как видно из рис. 2 энергетический спектр ионов для ИПГ значительно уже, чем для планотрона.

Так как сечение резонансной перезарядки меньше сечения разрушения ионов в плазме, то такое уменьшение температуры ионов сопровождается снижением производительности источника. Однако, в практически интересном диапазоне эмиссионной плотности тока  $1 \text{ А/см}^2$  это уменьшение производительности вполне окупается увеличением яркости пучка в ИПГ.

4. В соответствии с изложенным для мезонной фабрики АН СССР в Институте был разработан ИПГ с номинальной интенсивностью пучка ионов  $\text{H}^- 0.1 \text{ А}$ , энергией  $25 \text{ кэВ}$  при длительности импульса  $250 \text{ мкс}$ , частоте следования  $100 \text{ Гц}$ , с ресурсом работы до  $10^8$  импульсов [15]. В этом источнике реализована нормализо-

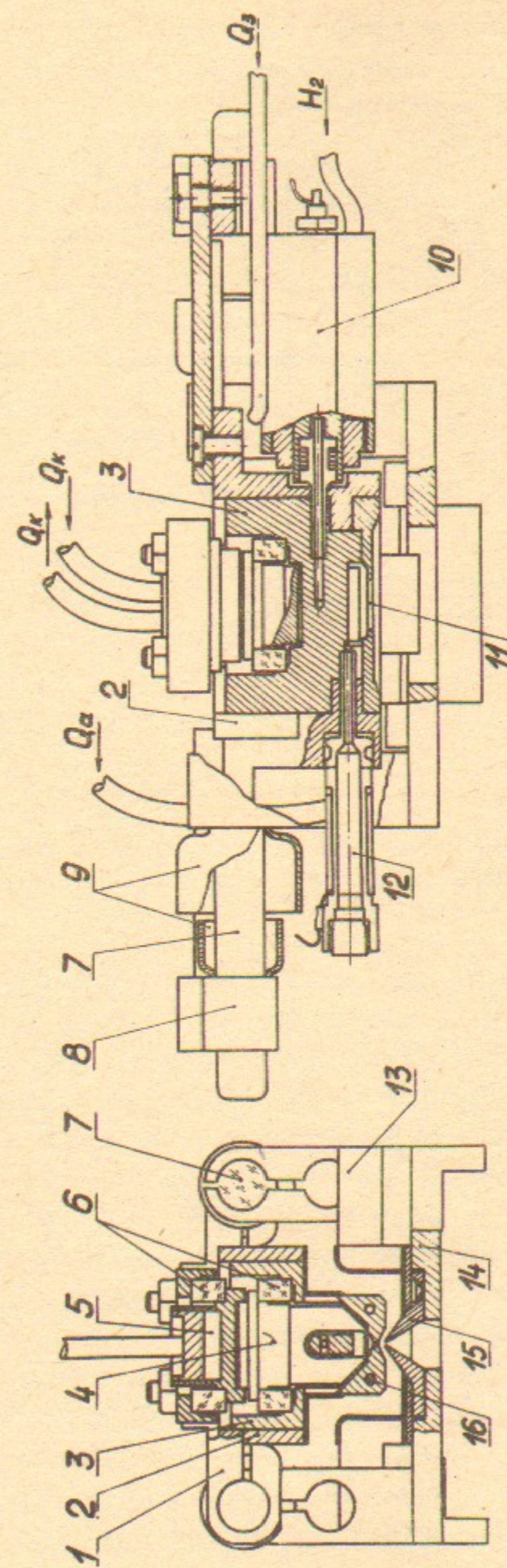


Рис. 10. Конструкция поверхностно-плазменного источника с пеннинговской геометрией разряда (для ускорителей):

1 — крышка газоразрядной камеры, 2 — корпус газоразрядной камеры, 3 — анодная вставка, 4 — катод, 5 — охлаждающая катода, 6 — катодные изоляторы, 7 — высоковольтные изоляторы, 8 — опора, 9 — экраны изолятора, 10 — клапан подачи газа, 11 — эмиссионная щель, 12 — контейнер с цезием, 13 — магнитные полюсы, 14 — основание, 15 — вытягивающий электрод, 16 — каналы охлаждения, 17 — железные вкладыши.



ванная яркость пучка  $3 \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup>·рад<sup>2</sup>. Конструкция этого источника приведена на рис. 10, осциллограммы напряжений и токов, характеризующих его работу представлены на рис. 11.

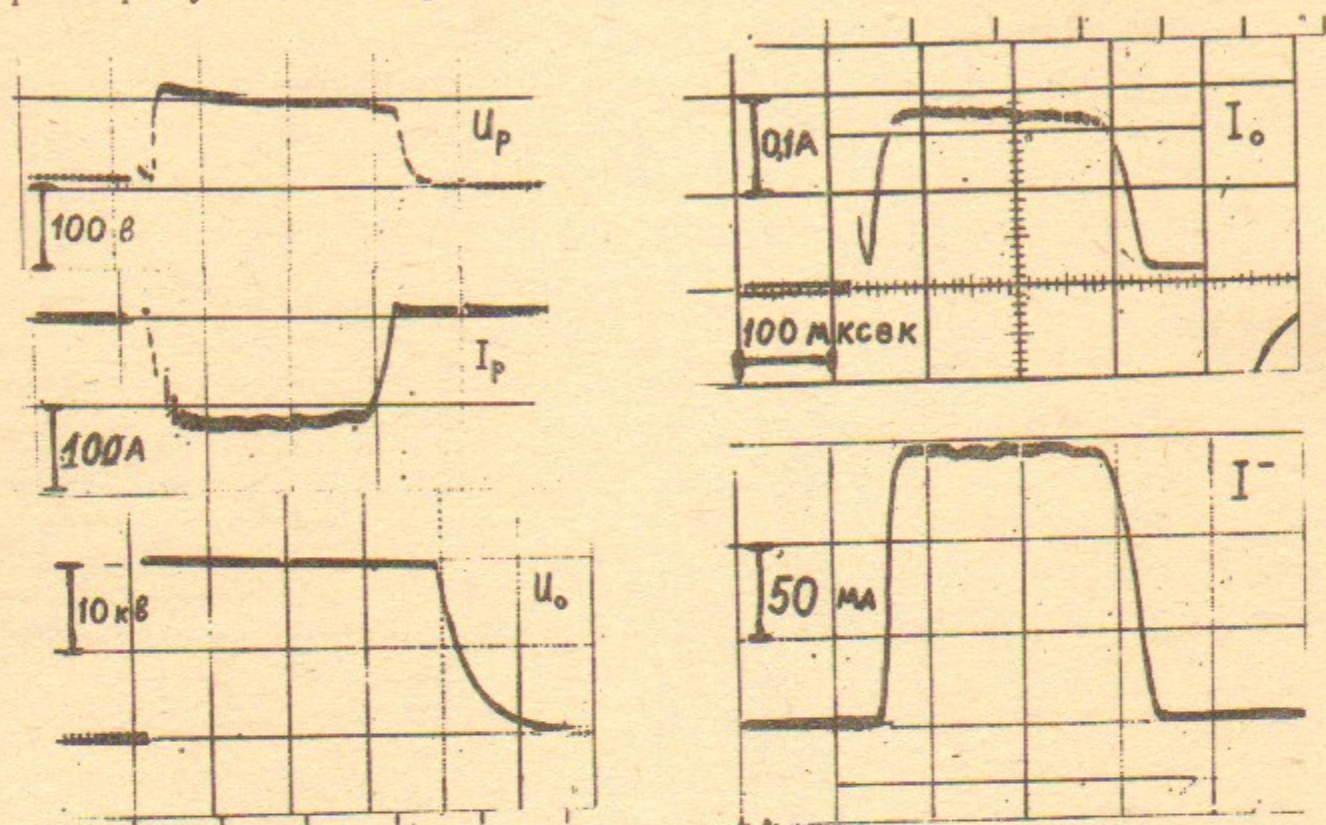


Рис. 11. Осциллограммы рабочих напряжений и токов в источнике с пеннинговской геометрией:  $U_p$ —напряжение на разряде,  $I_p$ —ток разряда,  $U_0$ —вытягивающее напряжение,  $I_0$ —полный ток в цепи отсоса,  $I^-$ —ток пучка ионов  $H^-$ .

5. Для целей, не требующих высокой яркости пучка был разработан источник с повышенной производительностью. В источнике использована полупланотронная геометрия с геометрической фокусировкой ионов  $H^-$  на эмиссионную щель. Его конструкция приведена на рис. 12. Для источника характерна хорошая стабильность работы в режиме без флуктуаций параметров разряда. Ток ионов  $H^-$  0,1 А достигается при токе разряда  $\sim 20$  А. Поэтому при работе с частотой 50 Гц он не требует принудительного охлаждения катода. Эмиссионные характеристики источника для различных конфигураций эмиссионной щели приведены на рис. 13.

6. Для получения пучка ионов  $H^-$  небольшой интенсивности (до 30 мА) разработан ИПГ с круглым эмиссионным отверстием диаметром 1,5 мм. Источник также не требует принудительного охлаждения при работе со скважностью  $\sim 300$ . Характерно, что в этом источнике реализована яркость  $2 \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup>·рад<sup>2</sup> в режиме с флуктуирующим разрядом.

Следует заметить, что ИПГ характеризуется низким содержа-

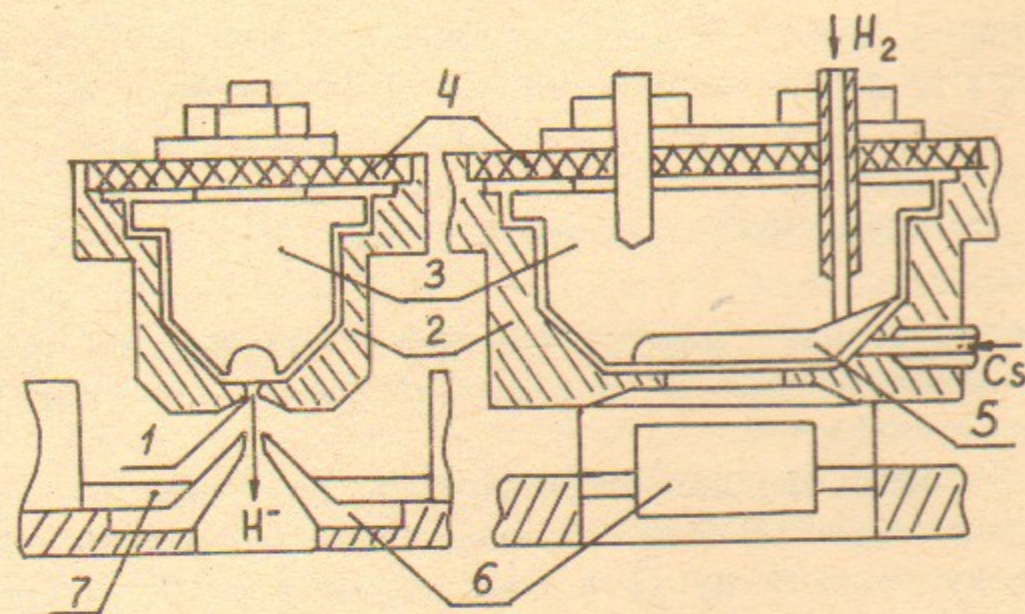


Рис. 12. Поверхностно-плазменный источник с полупланотронной геометрией: 1—эмиссионная щель, 2—корпус (анод), 3—катод, 4—катодный изолятор, 5—катодная полость, 6—вытягивающий электрод, 7—основание.

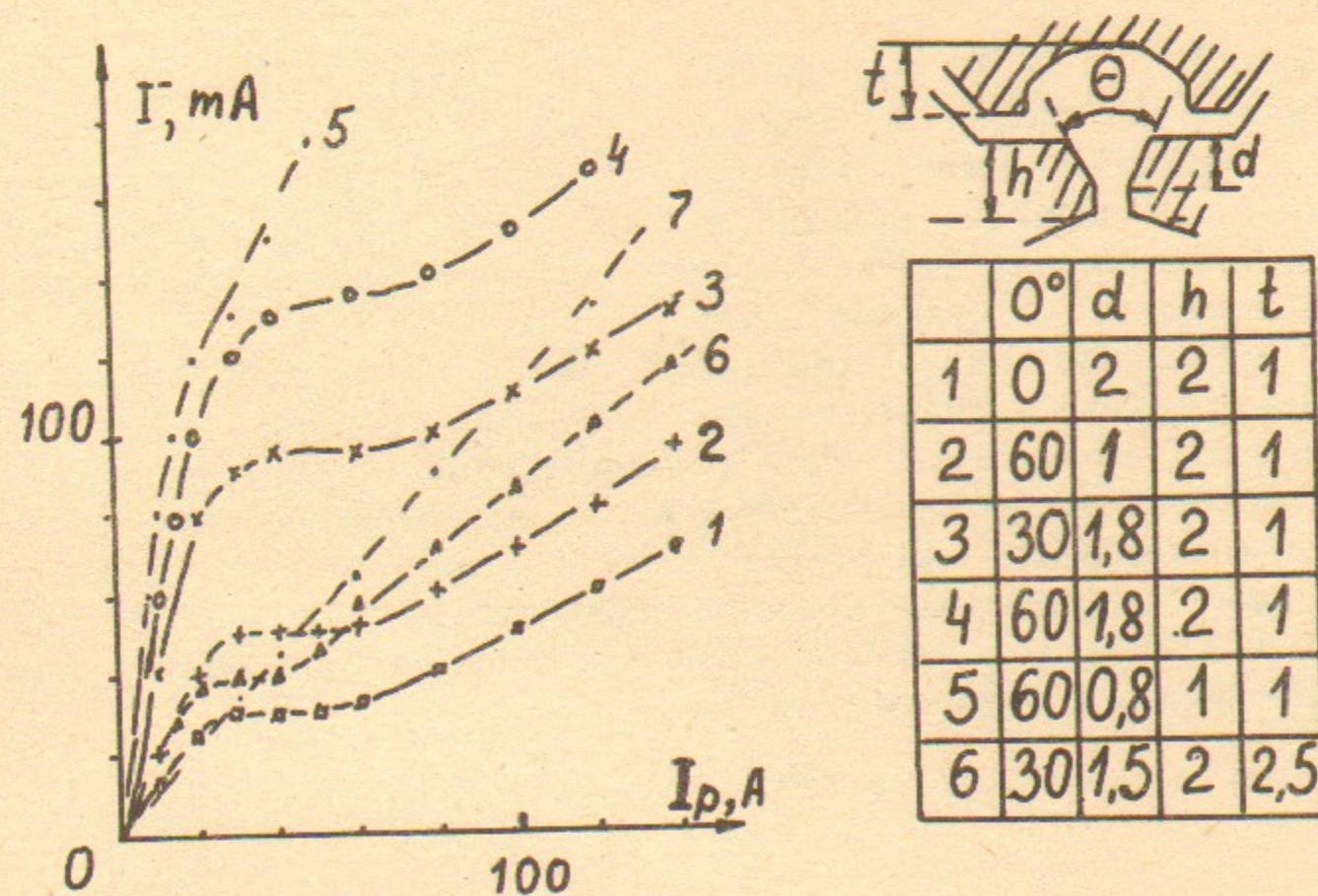


Рис. 13. Зависимости тока пучка ионов  $H^-$  от тока разряда при различных геометриях эмиссионной щели в полупланотроне с фокусировкой, 7—аналогичная зависимость для источника с пеннинговской геометрией [7].

нием тяжелых примесей в ионном пучке ( $<1\%$ ). В то же время, в ППИ других типов содержание примесей составляет 7—10%.

### ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКА С ВЫСОКОЙ ЯРКОСТЬЮ

Подробно условия формирования в ППИ ионного пучка с высокой яркостью обсуждаются в [9, 17]. Здесь мы остановимся на основных результатах.

Для преобразования ленточного расходящегося пучка в квази-параллельный для ППИ предложена схема формирования с одномерной фокусировкой пучка в поворотном магните с показателем спада  $n \simeq 1$ . Эта схема сейчас является общепринятой для большинства ППИ.

1. Обобщенной характеристикой качества ионного пучка является его нормализованная яркость:

$$B = \frac{2 \cdot I^-}{\pi^2 E_x E_y} = \frac{2 \cdot j^- M c^2}{\pi^2 T_i} \quad (\text{А/см}^2 \cdot \text{рад}^2).$$

Здесь  $I^-$ ,  $j^-$  и  $T_i$ , соответственно, ток пучка, плотность тока и температура ионов в плоскости эмиссионного отверстия;  $E_x$ ,  $E_y$  — нормализованный эмиттанс пучка. Методика определения эмиттанса подробно описана в [16]. Здесь только отметим, что при этом ширина соответствующих распределений отсчитывалась по уровню 0.1 от максимального.

Выражение справа определяет яркость пучка, которая может быть получена в гипотетических идеальных условиях. В действительности всегда имеет место дополнительный нагрев пучка и, следовательно, вопрос заключается в том, насколько он велик и как можно уменьшить этот нагрев. Удобной характеристикой дополнительного нагрева пучка является определяемый по результатам измерения эмиттанса разброс энергий поперечного движения ионов, приведенный к эмиссионному отверстию:

$$\Delta W_{0x} = \frac{2 M c^2 E_x^2}{\delta^2}; \quad \Delta W_{0y} = \frac{2 M c^2 E_y^2}{l^2}.$$

Здесь  $\delta = 0.5$  мм — размер эмиссионной щели ППИ вдоль магнитного поля (поперечная  $x$ -координата в сечении пучка),  $l = 10$  мм — длина эмиссионной щели (поперечная  $y$ -координата).

2. Непременным условием минимизации дополнительного нагре-

ва является получение спокойного пучка с низким уровнем флуктуаций интенсивности ( $<1\%$ ). В свою очередь для этого требуется поддержание спокойного разряда в источнике.

На колебательные свойства разряда ППИ помимо плазменных неустойчивостей значительное влияние оказывают флуктуации эмиссионной способности катода, обусловленные непостоянством и неоднородностью плотности цезиевого покрытия.

Полной ясности в этих вопросах пока нет. Опытным путем установлено, что в источниках с пеннинговской и полупланотронной геометрией возможно получение спокойного разряда. Для этого необходимо по возможности уменьшать магнитное поле и увеличивать подачу водорода и цезия.

3. Стремление увеличить яркость интенсивного пучка ( $\geq 0.1$  А) за счет высокой эмиссионной плотности тока наталкивается на дополнительный нагрев, обусловленный абберациями в вытягивающем промежутке. Исследования показали, что этот нагрев для щелевой оптики в нашем случае остается приемлемым (0.1—0.3 эВ) при плотности тока 1—2 А/см<sup>2</sup>. Для этого необходимо согласование пространственного заряда пучка с эмиссионной плотностью тока по Ленгмюровскому закону «3/2».

Такое согласование при не очень большом магнитном поле ( $<1$  кЭ) возможно в ИПГ, в котором форма эмиссионной границы плазмы в плоскости эмиссионного отверстия определяется, в основном, пространственным зарядом отрицательных ионов. Эффект от такого согласования иллюстрируется рис. 14.

Напротив, в ППИ других типов такое согласование затруднено. В этих источниках граница плазмы, в основном, определяется пространственным зарядом электронов, так как отрицательные ионы падают на нее с высокой направленной скоростью (энергия  $\approx 100$  эВ). В результате граница плазмы для них является сильной нелинейной линзой.

4. Другой мощный источник нагрева связан с пространственным зарядом пучка отрицательных ионов. Он может быть скомпенсирован положительными ионами остаточного газа, ионизируемого пучком. В случае водорода для этого требуется давление  $0.5 \div 1 \cdot 10^{-4}$  Торр. При этом время компенсации составляет 30—15 мкс.

Если давление газа достаточно велико, то возможно получение перекомпенсированного состояния (газовая фокусировка). Для пучка с высоким уровнем флуктуаций интенсивности ( $\sim 20\%$ ) это дает выигрыш в эмиттансе в 2—3 раза.

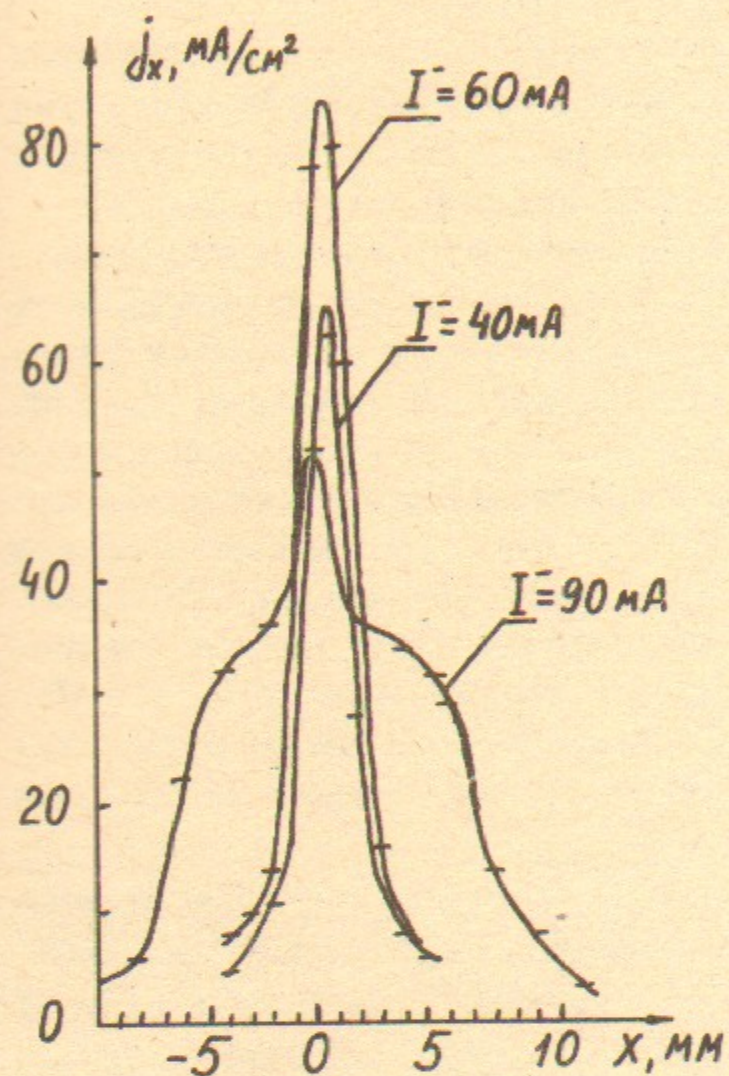


Рис. 14. Увеличение угловой расходимости пучка ионов  $H^-$  при увеличении эмиссионной плотности тока сверх оптимальной.

Однако, для спокойного пучка лучше поддерживать недокомпенсированное состояние. В противном случае в нем могут быстро развиваться колебания, вызывающие значительное увеличение эмиттанса.

5. Формирование расходящегося пучка в квазипараллельный сопровождается его расширением. При этом локальный разброс энергий поперечного движения ионов (поперечная температура) должен уменьшаться до очень малых значений  $\sim 10^{-3}$  эВ. Однако флуктуации электрических полей препятствуют достижению столь глубокого охлаждения. Остающийся разброс энергий  $\sim 10^{-2} - 10^{-1}$  эВ эквивалентен многократному нагреву пучка. Этот эффект особенно сказывается на увеличении  $\Delta W_{0x}$ , поскольку исходный размер пучка в этом направлении очень мал (0.5 мм).

Следует отметить, что даже в спокойном пучке ионов  $H^-$  развиваются мелкомасштабные флуктуации плотности тока с попереч-

ным размером  $\sim 0.1$  мм, вызывающие появление флуктуирующих поперечных электрических полей. Поэтому для сохранения высокой яркости пучков ионов  $H^-$  при транспортировке требуется сохранение минимальных поперечных размеров пучка, при которых остающийся локальный разброс энергий поперечного движения значительно превышает разброс, приобретаемый за счет флуктуаций электрических полей.

6. Оптимизировав условия формирования пучка, удалось свести к минимуму эффекты дополнительного нагрева. В результате был получен пучок ионов  $H^-$  с током 40 мА, энергией 22 кэВ,  $E_x \simeq 7 \cdot 10^{-7}$  см·рад,  $E_y \simeq 1.4 \cdot 10^{-5}$  см·рад,  $B \simeq 8 \cdot 10^8$  А/см<sup>2</sup>·рад<sup>2</sup>,  $\Delta W_{0x} \simeq 0.4$  эВ,  $\Delta W_{0y} \simeq 0.3$  эВ. Распределения плотности тока и фазовые диаграммы этого пучка приведены на рис. 15.

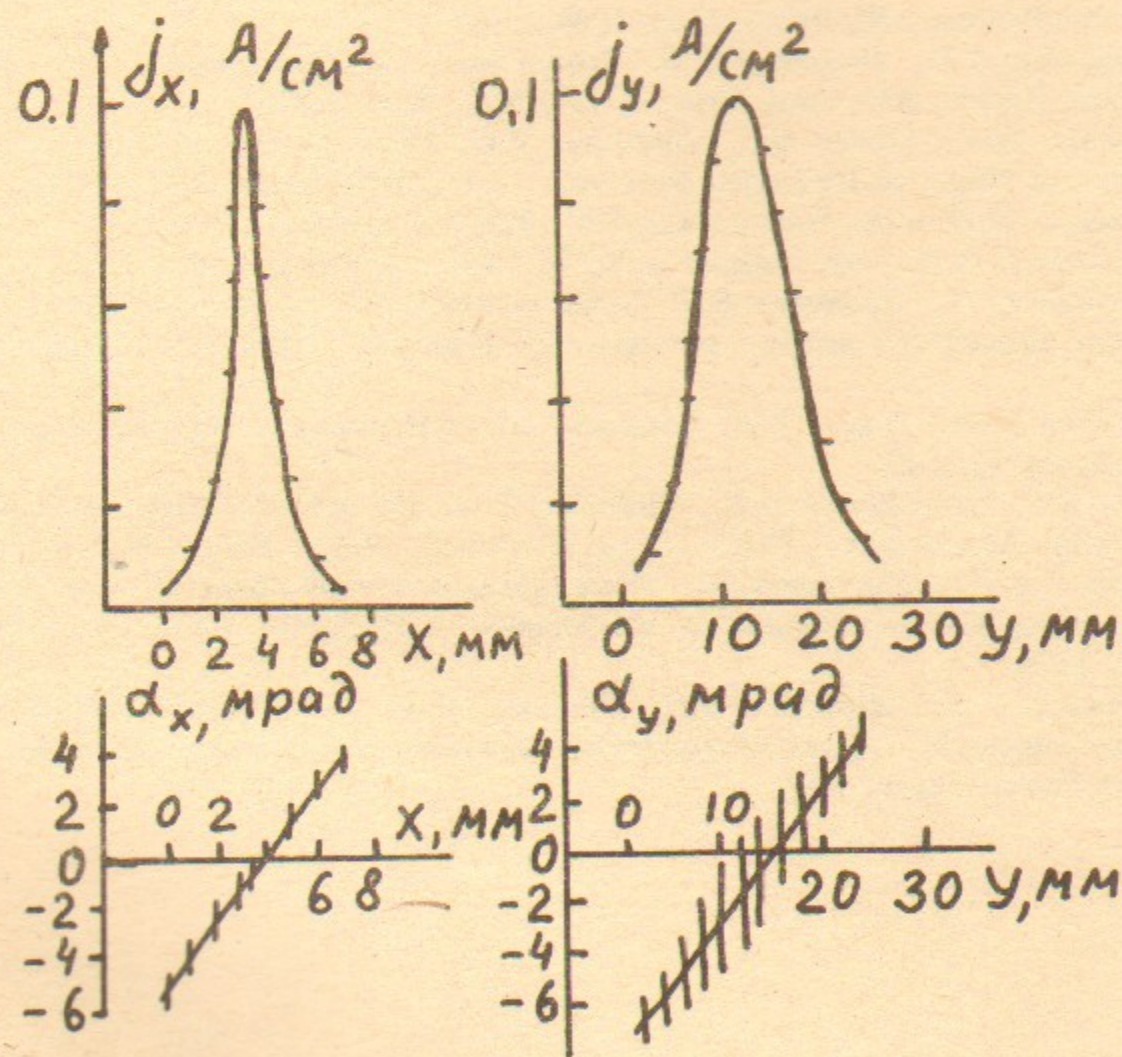


Рис. 15. Распределение плотности тока и фазовые диаграммы при оптимальном формировании пучка ионов  $H^-$  в поверхностно-плазменном источнике с пеннинговской геометрией:  $U_0 = 22$  кВ,  $I^- = 40$  мА.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Будкер Г.И., Димов Г.И. Труды Междунар. конф. по ускорителям, Дубна 1963, М.: Наука, с.993.
2. Будкер Г.И., Димов Г.И., Дудников В.Г. Атомная энергия, 1967, т.22, с.348.
3. Бельченко Ю.И., и др. Труды X Междунар. конф. по ускорителям заряженных частиц, ИФВЭ, Протвино, 1977, т.1, с.287.
4. Proc. Symp. on the Prod. and Neutral. of Negative Hydrogen Ions and Beams, BNL-50727, N.Y., 1977.
5. Proc. the Second Symp. on the Prod. and Neutral. of Negative Hydrogen Ions and Beams, BNL-51304, N.Y., 1980.
6. Production and Neutralization of Negative Ions and Beams, AIP Conf. Proc. N 111, N.Y., 1984.
7. Бельченко Ю.И., Димов Г.И., Дудников В.Г. Физические основы поверхностно-плазменного метода получения пучков отрицательных ионов.—Препринт ИЯФ 77-56. Новосибирск, 1977; Proc. Symp. on the Prod. and Neutral. of Negative Hydrogen Ions and Beams, BNL-50727, N.Y., 1977, p.79.
8. Dudnikov V.G. Proc. Symp. on the Prod. and Neutral. of Negative Hydrogen Ions and Beams, BNL-51304, N.Y., 1980, p.137.
9. Derevjankin G.E., Dudnikov V.G. Production and Neutralization of Negative Ions and Beams, AIP Conf. Proc. N 111, N.Y., 1984, p.376.
10. Belchenko Yu.I., Dimov G.I., Dudnikov V.G. Proc. Symp. on the Prod. and Neutral. of Negative Hydrogen Ions and Beams, BNL-50727, N.Y., 1977, p.363.
11. Бельченко Ю.И. и др. Письма в ЖТФ, 1977, т.3, вып.14, с.693.
12. Аполлонский А.Н. и др. Письма в ЖТФ, 1980, т.6, вып.2, с.86.
13. Бельченко Ю.И., Дудников В.Г. Поверхностно-плазменный источник с разрядом без замкнутого дрейфа электронов.—Препринт ИЯФ 78-95. Новосибирск, 1978.
14. Бельченко Ю.И., Димов Г.И. Вопросы атомной науки и техники, серия УТС, 1984, 8, I (14), с.42.
15. Dimov G.I., Derevjankin G.E., Dudnikov V.G. 100-mA Negative Hydrogen Ion Source for Accelerator.—IEEE Trans. Nucl. Sci., 1977, v.NS-24, N 3, p.1545.
16. Деревянкин Г.Е., Дудников В.Г. Формирование пучков ионов  $H^-$  для ускорителей в поверхностно-плазменных источниках. —Препринт ИЯФ 79-14. Новосибирск, 1979.
17. Деревянкин Г.Е., Дудников В.Г., Трошков М.Л. Особенности формирования пучков ионов  $H^-$  в поверхностно-плазменных источниках.—Препринт ИЯФ 82-110. Новосибирск, 1982.

*Ю.И. Бельченко, Г.Е. Деревянкин, Г.И. Димов,  
В.Г. Дудников*

**Исследование поверхностно-плазменных  
источников отрицательных ионов  
в Новосибирске**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

---

Работа поступила 19 июня 1986 г.  
Подписано в печать 2.02 1987 г. МН 08612  
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,7 печ.л., 1,4 уч.-изд.л.  
Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 8

---

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-  
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и  
отпечатано на ротапринтере Института ядерной физики  
СО АН СССР,  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*