

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

## Поверхностно-плазменный метод получения пучков отрицательных ионов

В.Г. Дудников

*Повышенный интерес к разработке источников отрицательных ионов связан с развитием их важных применений. Это, прежде всего, tandemные ускорители, высокозергетическая имплантация и ускорительная масс-спектрометрия, сверхколлимированные пучки, перезарядная инжекция в циклические ускорители и накопители, перезарядный вывод пучков из циклотронов, инжекторы нейтралов высоких энергий в плазменные установки, перезарядная разводка пучков. Описано развитие источников отрицательных ионов и их применение в исследованиях и в промышленности. Дано описание физических основ и конструкций поверхностно-плазменных источников отрицательных ионов, а также история их разработки.*

**Ключевые слова:** поверхностью-плазменный метод, поверхностью-плазменный источник (ППИ), работа выхода, отрицательные ионы, цезий, ВЧ-разряд

PACS numbers: 01.65.+g, 29.25.Ni, 52.80.Pi

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.04.038558>

### Содержание

1. Введение (1315).
2. Обнаружение эффекта цезирирования (1316).
3. Исследование эмиссии отрицательных ионов из разрядов в водороде с добавлением цезия (1318).
4. Исследование энергетических спектров ионов  $H^-$  из поверхностью-плазменного источника (1320).
5. Усовершенствованные конструкции поверхностью-плазменных источников (1323).
6. Эмиссионные свойства электродов в разрядах поверхностью-плазменных источников (1327).
7. Цезий в поверхностью-плазменных источниках (1329).
8. Поверхностью-плазменные источники ионов  $H^-$  для ускорителей (1332).
9. Конструкция поверхностью-плазменного источника для ускорителей (1333).
10. Разработка поверхностью-плазменных источников в зарубежных центрах (1336).
  - 10.1. Разработка поверхностью-плазменных источников с разрядом Пеннинга в Лос-Аламосской национальной лаборатории.
  - 10.2. Разработка поверхностью-плазменных источников с пеннигвским разрядом в Лаборатории Резерфорда-Эплтона.
  - 10.3. Поверхностью-плазменные источники большого объёма с

самовытягиванием пучка.

- 10.4. Поверхностью-плазменные источники отрицательных ионов с дуговым разрядом для нейтральных пучков в условиях управляемого термоядерного синтеза.
- 10.5. Разработка высокочастотных поверхностью-плазменных источников для Международного экспериментального термоядерного реактора.

11. Общие замечания о поверхностью-плазменном методе получения пучков отрицательных ионов (1346).

12. Заключение (1348).

Список литературы (1349).

### 1. Введение

Генерация положительных ионов в газоразрядной плазме, использовавшаяся ещё в первых ионных источниках, оказалась и наиболее эффективным методом получения пучков положительных ионов [1]. Ряд современных модификаций этого метода обеспечивает очень высокую эффективность получения пучков положительных ионов, близкую к теоретическому пределу. В большинстве случаев интенсивность полученных пучков ограничивается не возможностями генерации ионов, а возможностями ионно-оптических систем формирования пучков. В связи с этим всё большая доля усилий концентрируется на проблемах формирования и ускорения ионных пучков. Разработаны источники положительных ионов с ускорением в плазме с замкнутым дрейфом электронов и компенсацией пространственного заряда [2].

Иначе сложилась ситуация с методами создания пучков отрицательных ионов. Их развитие сильно отставало от достижений в получении пучков положительных ионов и от потребностей важных и эффективных применений. Важнейшие применения пучков отрицательных ионов используют возможность эффективного преобразования ускоренных отрицательных ионов в быстрые

**В.Г. Дудников.** Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова 2, 630090 Новосибирск, Российская Федерация; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, просп. Академика Лаврентьева 11, 630090 Новосибирск, Российской Федерации  
E-mail: dvg43@yahoo.com

Статья поступила 28 февраля 2018 г.,  
после доработки 16 февраля 2019 г.

атомы и положительные ионы. Этим применением присущи общие закономерности, обусловленные использованием перезарядного метода воздействия на потоки ускоренных частиц, позволяющие объединить их в перезарядную технологию формирования и использования потоков ускоренных частиц [3].

До 1968 г. интенсивности пучков отрицательных ионов, получаемых из источников различных типов, ограничивались на уровне нескольких миллиампер возможностями генерации отрицательных ионов. В 1971 г. принципиальные ограничения на достижимую интенсивность пучков отрицательных ионов удалось ликвидировать, так что получение пучков ионов  $H^-$  с током 1 А стало реальным, а пучков со значительно большей интенсивностью — в значительной степени технической проблемой [4].

Прогресс в получении пучков отрицательных ионов связан с развитием двух направлений: 1) значительным расширением возможностей перезарядного метода формирования пучков отрицательных ионов за счёт использования источников положительных ионов с многоапертурными системами формирования и применения эффективных мишеней из щелочных и щелочноземельных металлов и 2) с разработкой принципиально нового поверхности-плазменного метода (ППМ) получения пучков отрицательных ионов и разработкой эффективных поверхности-плазменных источников отрицательных ионов (ППИ). В результате широких поисков новых методов создания пучков отрицательных ионов в Институте ядерной физики Сибирского отделения Академии наук СССР (в настоящее время ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН) в 1971 г. было обнаружено, что добавление цезия в газоразрядную ячейку интенсифицирует эмиссию отрицательных ионов из газоразрядной плазмы [4]. Последующие исследования показали, что повышенная эмиссия отрицательных ионов из разряда обусловлена увеличивающейся при добавлении цезия эмиссией отрицательных ионов с поверхности электродов, бомбардируемых интенсивным потоком частиц газоразрядной плазмы [5]. Адсорбция цезия на поверхности электродов понижает их работу выхода с 4–5 до 2–1,6 эВ. При этом отрицательные ионы эффективно образуются за счёт захвата электронов из электродов на уровне электронного средства распылённых и отразившихся частиц. Таким же образом напылением щелочных металлов на поверхность монокристалла вольфрама интенсифицируется эмиссия отрицательных ионов позитрония [6, 7] и мюония. В [8] предложен эффективный способ получения ультрахолодных отрицательных ионов мюония за счёт захвата электронов атомом мюония на цезированной поверхности монокристаллов вольфрама, палладия и аэрогеля, а также за счёт резонансной перезарядки на положительных и отрицательных ионах водорода.

Элементарные процессы образования отрицательных ионов при бомбардировке поверхности твёрдого тела быстрыми атомными частицами обнаружил экспериментально K.S. Woodcock ещё в 1931 г. [9]. A.X. Аюханов в 1961 г. [10] и В. Крон в 1962 г. [11] обнаружили, что эмиссия вторичных отрицательных ионов с поверхности интенсифицируется при адсорбции плёнок щелочных металлов. Однако наблюдавшиеся эффективности образования отрицательных ионов с небольшим электронным средством были низкими, а интенсивности получаемых за счёт вторичной эмиссии пучков отрицательных

ионов были столь малы, что эти процессы и позднее не учитывались при анализе процессов образования отрицательных ионов в ионных источниках и их не пытались использовать для генерации интенсивных пучков отрицательных ионов [1].

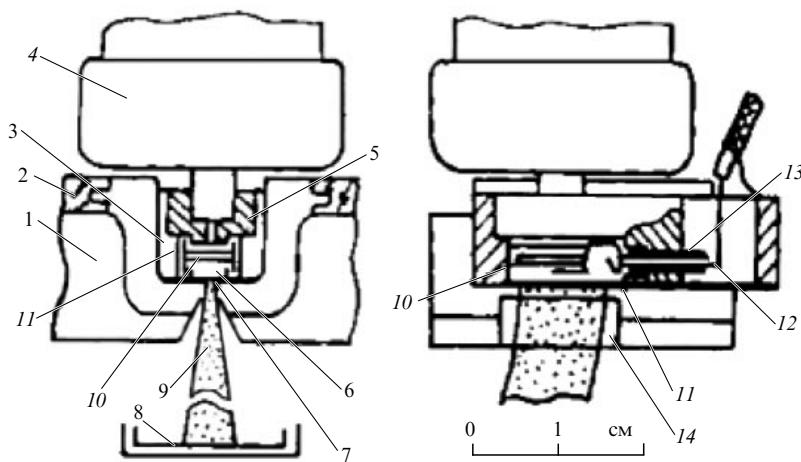
После разработки перезарядной инжекции в 1967 г. [12] Г.И. Будкер предложил создать хороший источник отрицательных ионов для ускорителей. В ИЯФ были организованы три группы для разработки источников: группа Рослякова для разработки перезарядных источников, группа Димова для разработки вторично-эмиссионных источников и группа Дудникова для разработки плазменных источников. В ходе разработки плазменных источников был открыт эффект цезирования — значительного повышения эмиссии отрицательных ионов из разряда и понижения эмиссии электронов при добавлении в разряд паров цезия или других веществ с низким потенциалом ионизации [4]. Эффект цезирования стал основой для разработки нового поверхности-плазменного метода получения пучков отрицательных ионов [5, 13].

## 2. Обнаружение эффекта цезирования

После многочисленных экспериментов с разнообразными конструкциями источников отрицательных ионов с разрядами в цилиндрических и плоских магнетронах в различных водородсодержащих газах в начале 1971 г. вновь обратились к исследованию эмиссии отрицательных ионов из водородной плазмы разрядов в скрещенных электрическом и магнитном полях. С учётом приобретённого "негативного" опыта, после ряда пробных экспериментов конструкция нового источника была приведена к виду, схематически изображённому на рис. 1.

Корпус газоразрядной ячейки 3 укреплялся на изоляторах 2 из оргстекла в зазоре между парой полюсных наконечников 1. Пластины вытягивающего электрода 14 приваривались к специальному выступам полюсных наконечников 1, создающим в высоковольтном зазоре магнитное поле с безловушечной конфигурацией.

Пара полюсных наконечников с источником устанавливалась между заземлёнными полюсами электромагнита. Газоразрядная ячейка с планетарной конфигурацией образована катодом, состоящим из центральной пластины 10, боковых щитков 11 и охватывающего катод анода, образованного деталями корпуса газоразрядной ячейки 3 и анодной вставкой 5. Катод, изготовленный из tantalовой ленты толщиной 0,2 мм, крепился на токо-подводах 12 из tantalовой проволоки, проходящих через стенку анодной вставки 5 и изолированных от неё керамическими трубками 13. Объём газоразрядной ячейки был по возможности минимизирован. Зазоры между катодом и анодом, в которых разряд не должен гореть, были уменьшены до 1 мм. Водород подавался в газоразрядную ячейку по короткому каналу импульсным электромагнитным клапаном 4. Эмиссионная щель 7 с размерами  $0,5 \times 10$  мм, ориентированная поперёк магнитного поля, была прорезана в тонкостенном корпусе газоразрядной ячейки. Из области разряда частицы могли проходить к эмиссионной щели через зазор между анодными выступами 6, экранирующими эмиссионную щель от плотной плазмы сильноточных разрядов. Для подачи водорода, поджигания разряда, вытягивания ионов использовались прежние системы питания. Для



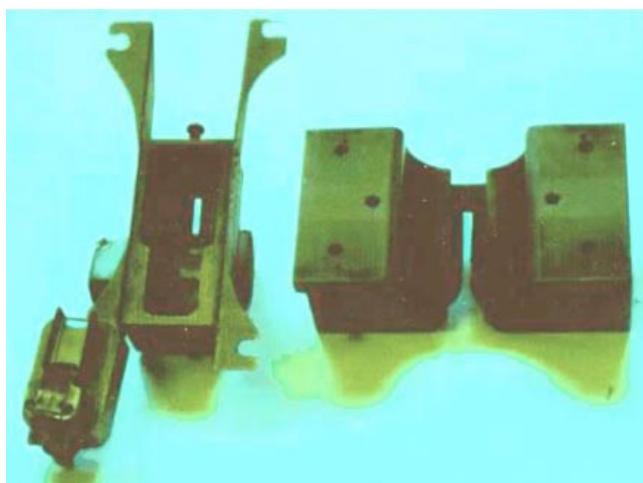
**Рис. 1.** Схема получения пучка отрицательных ионов из источника с планотронной конфигурацией газоразрядной ячейки [13]: 1 — полюсные наконечники электромагнита, 2 — высоковольтные изоляторы, 3 — корпус газоразрядной камеры, 4 — импульсный клапан для подачи газа, 5 — анодная вставка, 6 — экраны эмиссионной щели, 7 — эмиссионная щель, 8 — коллектор, 9 — пучок отрицательных ионов, 10 — центральная пластина катода, 11 — боковые щитки катода, 12 — держатели катода, 13 — изоляторы катода, 14 — пластины экстрактора.

регистрации пучка 9 под источником установлен коллектор 8. Вытягивающее напряжение отрицательной полярности теперь подавалось на корпус газоразрядной ячейки, а коллектор был под низким потенциалом.

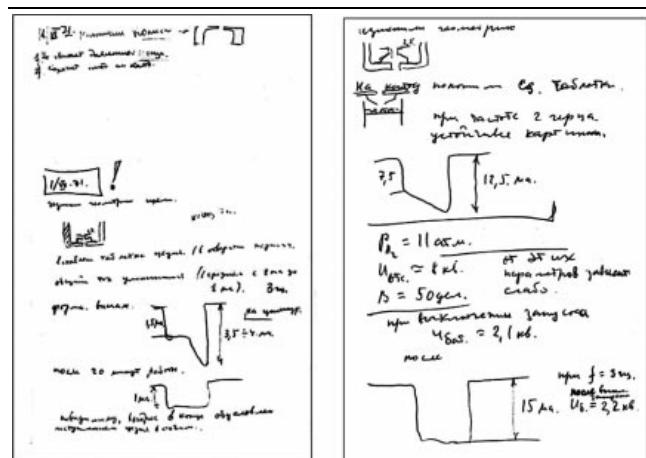
Фотография первого планотрона показана на рис. 2. Вскоре удалось подобрать режимы работы источника, в которых импульсный разряд с длительностью прямоугольных импульсов тока 1 мс горел устойчиво при токе разряда до  $I_p \sim 30$  А. Падение напряжения на разряде удерживалось около  $U_p \sim 400$  В при изменении тока разряда, подачи водорода, напряжённости магнитного поля в широких пределах. В оптимальных условиях из этих источников при вытягивающем напряжении  $U_0 \sim 20$  кВ получали пучок отрицательных ионов с током на коллекторе до  $I^- \sim 4,5$  мА. При этом полный ток в цепи вытягивающего напряжения не превышал  $I_0 \sim 15$  мА, т.е. паразитный ток, обусловленный сопутствующими электронами и всеми другими процессами, превышал ток пучка отрицательных ионов лишь в два раза, тогда как в известных ранее плазменных источниках ток электронов превышал ток пучка ионов в десятки и сотни раз.

Таким образом, надежды на уменьшение потока сопутствующих электронов за счёт уменьшения протяжённости эмиссионной щели вдоль магнитного поля получили некоторое подкрепление.

Устойчивая работа источника вновь пробудила интерес к нетрадиционным методам интенсификации генерации отрицательных ионов. Прежде всего хотелось испытать воздействие паров цезия на образование ионов  $H^-$  в разряде источника. Первые эксперименты были поставлены 1 июля 1971 г. На боковой стенке анодной вставки, обращённой к разряду, была укреплена таблетка из прессованной смеси хромата цезия с титаном, содержащая 1 мг выделяемого цезия. Предполагалось, что цезий будет выходить в разряд при нагревании таблетки плазмой. В этом эксперименте зазор между анодными выступами, через которые частицы плазмы проходили к эмиссионной щели, имел размеры  $0,7 \times 10$  мм. При примерно прежних параметрах разряда на коллектор попадал пучок ионов  $H^-$  с током  $I^- = 1,5$  мА. Через некоторое время ток на коллекторе в конце импульса стал увеличиваться, как показано на рис. 3. Импульс тока приобрёл



**Рис. 2.** Фотография первого планотрона [13].



**Рис. 3.** Страницы из рабочего журнала с описанием эволюции интенсивности пучка отрицательных ионов при добавлении цезия в разряд [13].

почти треугольную форму: ток на коллекторе  $I^-$  в течение импульса увеличивался с 1,5 до 4 мА. Через 20 мин работы источника при частоте 3 Гц выброс на заднем фронте исчезал и осциллографма приобретала обычную прямоугольную форму с амплитудой  $I^- = 1$  мА. Было сделано предположение, что выброс тока на коллекторе связан с выходом цезия в разряд.

В исследуемых разрядах катоды разогреваются значительно сильнее анодов. Поэтому в последующих экспериментах таблетки с цезием были укреплены на центральной пластине катода и прикрыты густой никелевой сеткой. Одновременно был расширен до 2,5 мм зазор между анодными выступами, через который частицы из плазмы проходили к эмиссионной щели. После этих преобразований ток отрицательных ионов на коллекторе увеличивался до 12,5 мА, как показано на рис. 3.

После оптимизации подачи газа и тока разряда ток отрицательных ионов на коллекторе увеличивался до 15 мА. Результаты исследования траекторий пучка с помощью перемещаемого коллектора и люминесцентного экрана убедили в том, что электроны на коллектор не попадают. При напуске водорода ток ионов на коллекторе обусловлен в основном пучком ионов водорода  $H^-$ . Из разряда в водороде выходят и более тяжёлые ионы, отделяющиеся в магнитном поле источника от пучка ионов  $H^-$ . Наблюдение за параметрами разряда показало, что эмиссия ионов  $H^-$  увеличивается при уменьшении напряжения на разряде  $U_p$  с 400–500 до 150–100 В.

Таким образом, в результате поисковых экспериментов было обнаружено, что добавление цезия в газоразрядную ячейку интенсифицирует эмиссию ионов  $H^-$  из разрядов [5, 13]. За счёт уменьшения протяжённости эмиссионного отверстия вдоль магнитного поля удалось улучшить сепарацию потока отрицательных ионов от сопутствующих электронов.

### 3. Исследование эмиссии отрицательных ионов из разрядов в водороде с добавлением цезия

Добавление цезия давало отчётливо проявляющееся увеличение эмиссии ионов  $H^-$  из исследуемых разрядов. В связи с этим возник вопрос о механизме интенсификации образования отрицательных ионов. Наиболее вероятным представлялось уже знакомое нам увеличение вторичной эмиссии отрицательных ионов. Получение пучков  $H^-$  с током до 15 мА при размере эмиссионной щели  $0,5 \times 10$  мм не очень сильно противоречило расчётым возможностям получения пучков ионов  $H^-$  из объёма газоразрядной плазмы.

Однако этот результат — получение пучков ионов  $H^-$  с током 15 мА из разряда с холодными электродами — обеспечивал решение исходной задачи: создания источников, способных удовлетворить потребности перезарядной инжекции протонов в ускорители и накопители. В связи с этим были сделаны попытки оптимизировать генерацию пучков ионов  $H^-$  в таких источниках эмпирически. Дальнейшие исследования источников проводились на прежнем стенде. Сохранились и основные конструктивные элементы варианта источника, изображённого на рис. 1.

Общая схема питания источника и регистрации параметров, характеризующих его работу, показана на рис. 4.

Напряжённость магнитного поля  $B$  контролировалась по току электромагнита. Импульсы напряжения с амплитудой до 3 кВ и длительностью 1 мс, поджигающие и поддерживающие разряд, подавались на промежуток анод–катод через разделительный трансформатор от формирующей линии с волновым сопротивлением 25 Ом коммутирующим тиристором. Напряжение разряда  $U_p$  измерялось с помощью делителя, ток разряда  $I_p$  — низкоомным шунтом. Сигналы передавались с высокочастотным генератором затвора и выпрямляющим устройством.

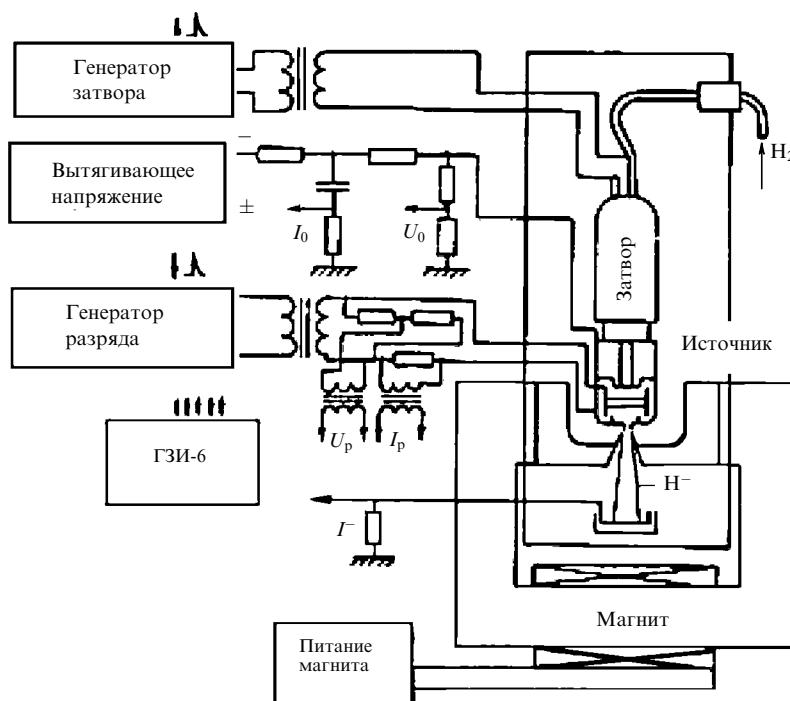


Рис. 4. Схема, обеспечивающая работу ППИ и измерения характеристик процесса получения отрицательных ионов [13].

вольтной части схемы на осциллографы через разделятельные трансформаторы. Вытягивающее напряжение  $U_0$  подавалось на корпус газоразрядной камеры. По сигналу с сопротивления, включённого в цепь высоковольтного конденсатора, измерялся полный ток в цепи вытягивающего напряжения  $I_0$ . Водород из баллона подавался в импульсный электромагнитный затвор, находящийся под высоким напряжением, по медной трубке с изолирующей вставкой. Импульсы тока, открывающие затвор, передавались от специальной схемы через разделятельный трансформатор. Плотность водорода  $n_g$  в газоразрядной камере перед зажиганием разряда регулировалась с помощью изменения давления в затворе, изменения амплитуды открывающих импульсов тока, изменения временной задержки между запуском затвора и подачей напряжения на разряд. Импульсная подача водорода  $Q$  оценивалась по изменению вакуума в камере, а форма газовых импульсов определялась по сигналам с миниатюрных ионизационных ламп.

Ток пучка отрицательных ионов  $I^-$  регистрировался перемещающимся коллектором, а распределения плотности тока  $J^-$  — маленькими коллекторами, расположенными за отверстиями в основном коллекторе, и по свечению люминофоров. При больших интенсивностях о распределении плотности тока можно было судить по термическому свечению коллектора. Пучок ионов  $H^-$  в магнитном поле источника пространственно отделяется от пучка тяжёлых отрицательных ионов и ионов  $D^-$ , образующихся при подаче дейтерия, так что интенсивности этих пучков можно было измерять отдельно. Импульсные устройства запускались шестиканальным генератором задержанных импульсов ГЗИ-6.

От дуговых разрядов удалось избавиться за счёт изготовления всех деталей катода и их креплений, находящихся в газоразрядной камере, из тугоплавких металлов с низкой упругостью паров (молибден, вольфрам, tantal), тщательной очистки их поверхностей от загрязнений, особенно от диэлектрических включений, абразивов, и тщательного экранирования контактов этих деталей с изоляторами. На поверхности катодных деталей из металлов с более высокой упругостью паров и в присутствии газящих загрязнений разряд контрагируется и переходит в дугу, горящую в парах металлов катода или загрязнений. Сильноточные тлеющие разряды с напряжением  $U_p$ , почти не зависящим от тока разряда  $I_p$ , зажигаются при условиях, которые обеспечивают эффективное использование энергии быстрых электронов, ускоренных в прикатодном падении потенциала, на образование ионов в плазме. Для выполнения этих условий размер области осцилляций электронов, перпендикулярный магнитному полю, должен превышать ларморовский диаметр электронов с энергией  $U_p$ , а плотность водорода должна быть достаточной для заметного возмущения движения эмитированных электронов, чтобы обеспечивался необратимый захват электронов в область осцилляций. Если напряжённости магнитного поля или плотности водорода недостаточно для выполнения этих условий, а дуговые разряды затруднены, то зажигаются слаботочные тлеющие разряды с ограниченным током разряда и напряжением, близким к амплитуде подаваемых импульсов.

Для исключения паразитных разрядов подбирались специальные конфигурации электродов газоразрядных ячеек, создающие условия для удержания электронов

только в основном газоразрядном промежутке и исключающие осцилляции электронов в остальных зазорах. Разряды в водороде с добавлением цезия горели более устойчиво, если таблетки смеси хромата цезия с титаном помещались не под никелевую сетку, как в первых экспериментах, а в полость центральной пластины катода, изготовленной в виде пенала из ленты толщиной 0,2–0,3 мм, или в боковые щитки такой же конструкции при пенниговской конфигурации электродов. Тлеющие разряды с минимальным падением напряжения  $U_p = 100$  В, обеспечивающие наибольшие потоки ионов  $H^-$ , устойчиво зажигались лишь при повышенной температуре газоразрядной камеры. Для обеспечения работоспособности источника при повышенной температуре пришлось перейти к высоковольтным изоляторам из керамики, модернизировать импульсный клапан для подачи водорода [14], обеспечить более жёсткие крепления всех элементов. Эти переделки позволили повысить частоту следования импульсов до 10 Гц, ускорили тренировку электродов и переход к низковольтным тлеющим разрядам, обеспечили устойчивую работу источников при токе разряда до  $I_p = 100$  А. Повысилась электрическая прочность высоковольтных изоляторов и зазоров, так что появилась возможность повышать вытягивающее напряжение до 30 кВ.

После этих усовершенствований из газоразрядных ячеек с конфигурацией электродов согласно рис. 1 через эмиссионную щель с размерами  $S_e = \delta \times l = 0,5 \times 10$  мм ( $\delta$  — ширина щели,  $l$  — длина щели) извлекались пучки ионов  $H^-$  с током до  $I^- = 25$  мА. С соблюдением перечисленных условий было изготовлено и опробовано множество разнообразных вариантов электродов газоразрядной ячейки, различающихся конфигурациями, геометрическими размерами, материалами. Лучшие результаты получились с катодами из молибдена. Варьировались конфигурация, геометрические размеры и материал электродов формирующей системы.

В начале 1972 г. из таких источников с добавлением цезия были получены пучки ионов  $H^-$  с интенсивностью до  $I^- = 75$  мА при размерах эмиссионной щели  $0,5 \times 10$  мм,  $I_{ex} = 0,2$  А, до  $I^- = 170$  мА при  $S_e = 1 \times 10$  мм, ток экстрактора  $I_{ex} = 0,5$  А, до  $I^- = 230$  мА при  $S_e = 1,5 \times 10$  мм,  $I_{ex} = 0,8$  А.

Такие значения интенсивности и эмиссионная плотность тока  $\sim 1,5$  А  $\text{см}^{-2}$  значительно превышали все прежние достижения в получении пучков ионов  $H^-$ . Пропорциональное увеличение интенсивности пучков с увеличением площади эмиссионной щели создавало предпосылки для полного удовлетворения потребности ускорительной техники в пучках ионов  $H^-$  и обеспечения применений, требующих пучков с большей интенсивностью. Со всей остротой встал вопрос о механизмах столь эффективной генерации пучков отрицательных ионов.

Для получения информации о месте и механизме образования отрицательных ионов в исследуемых источниках были поставлены специальные эксперименты. Для более детального выяснения роли цезия была изготовлена точная копия источника по рис. 1, из которого при напуске цезия получались пучки ионов  $H^-$  с эмиссионной плотностью до 1,5 А  $\text{см}^{-2}$  и интенсивностью до 230 мА при  $S_e = 1,5 \times 10$  мм. На этот раз предпринимались специальные меры, исключающие даже случайное загрязнение источника цезием. Исследовалась эмиссия ионов  $H^-$  из водородной плазмы разряда в ячейках с планетарной

и пенниговской геометрией электродов, получающейся из планотронной при удалении центральной пластины катода. В этих ячейках зажигались разряды с почти идентичными характеристиками, вполне аналогичные разрядам в первых вариантах конструкции источника без подачи цезия. В ячейках с зазором 1 мм между центральной пластиной катода и кромками анодных выступов сильноточные тлеющие разряды зажигались при напряжённости магнитного поля  $B = 0,12$  Тл и оценочных значениях начальной плотности водорода  $n_g = 10^{16}$  мол. см<sup>-3</sup>. При увеличении тока разряда напряжение на разряде незначительно увеличивалось, а при увеличении подачи водорода и напряжённости магнитного поля — несколько уменьшалось. Из разрядов в чистом водороде при разных размерах эмиссионной щели были получены пучки ионов H<sup>-</sup> с эмиссионной плотностью до  $J^- = 200 - 270$  мА см<sup>-2</sup>. Эмиссионная плотность несколько уменьшалась при увеличении ширины эмиссионной щели. При размерах эмиссионной щели  $S_e = 1 \times 10$  мм были получены пучки ионов H<sup>-</sup> с током до 22 мА, тогда как из идентичного источника с добавлением цезия получались пучки с интенсивностью до  $I^- = 170$  мА.

В целом, полученные результаты не противоречили представлениям о генерации ионов H<sup>-</sup> в объёме водородной газоразрядной плазмы. Поскольку в плазменных источниках традиционных конструкций возможности оптимизации условий для образования ионов H<sup>-</sup> и формирования параметров даже в импульсных режимах ограничивались из-за очень больших потоков сопутствующих электронов, увеличение интенсивности пучков ионов в несколько раз представлялось объяснимым и без привлечения предположений о новых механизмах генерации отрицательных ионов.

Результаты исследования эмиссии ионов H<sup>-</sup> из водородно-цеziевых разрядов в эти рамки совершенно не укладывались прежде всего из-за высокой плотности генерируемого потока ионов H<sup>-</sup>, во много раз превышающей самые оптимистические оценки возможностей генерации ионов H<sup>-</sup> в объёме плазмы. При напуске в эти источники дейтерия вместо водорода извлекались пучки ионов D<sup>-</sup> с примерно такими же интенсивностями. Ряд наблюдавшихся эффектов свидетельствовал о значительной роли процессов на катоде в образовании отрицательных ионов.

1. При увеличении зазора между центральной пластиной катода и эмиссионной щелью максимальный ток

ионов H<sup>-</sup> явно уменьшался, хотя и оставался сравнимо большим. Из источников с пенниговской конфигурацией электродов при тех же размерах боковых щитков и тех же токах разряда ток ионов H<sup>-</sup> был примерно в два раза меньше.

2. Масс-спектрометрические измерения извлекаемых пучков отрицательных ионов показали, что поток тяжёлых отрицательных ионов состоит в основном из ионов O<sup>-</sup>. При использовании фтористого цезия вместо смеси хромата цезия с титаном появлялось значительное количество ионов F<sup>-</sup>. Интенсивность потока ионов O<sup>-</sup> сильно зависела от материала центральной пластины катода и была минимальной при изготовлении катода из молибдена, переплавленного в вакууме.

3. Было опробовано извлечение отрицательных ионов из разрядов с добавлением лития, натрия, калия. При этом в полость центральной пластины катода закладывались гидриды соответствующих металлов. Пары этих металлов уменьшали напряжение тлеющих разрядов до  $U_p = 200 - 250$  В, интенсивности пучков H<sup>-</sup> в сравнимых условиях были больше, чем из разрядов без добавок, но для K и Na в 2–3 раза меньше, чем при добавлении цезия [15].

Полная идентичность характеристик разрядов в газоразрядных ячейках с планотронной и пенниговской конфигурацией электродов позволяла надеяться, что основная доля напряжения разряда сосредоточена в узком прикатодном слое, как и в сильноточных пенниговских разрядах.

#### 4. Исследование энергетических спектров ионов H<sup>-</sup> из поверхностно-плазменного источника

Мы надеялись выделить ионы, образовавшиеся на катоде, осуществив энергетический анализ извлечённых пучков отрицательных ионов. Схема проведённого эксперимента показана на рис. 5. Источник отрицательных ионов 2 с полюсными наконечниками 4 устанавливался в маленькой камере между полюсами электромагнита так, чтобы пучок ионов H<sup>-</sup> проходил в большую вакуумную камеру горизонтально. Пучок тяжёлых ионов отделялся от пучка ионов H<sup>-</sup> в магнитном поле источника. Часть пучка ионов H<sup>-</sup> попадала через входную щель в анализирующий конденсатор 10 под углом 45° к его пластинам. Ионы, повёрнутые электрическим

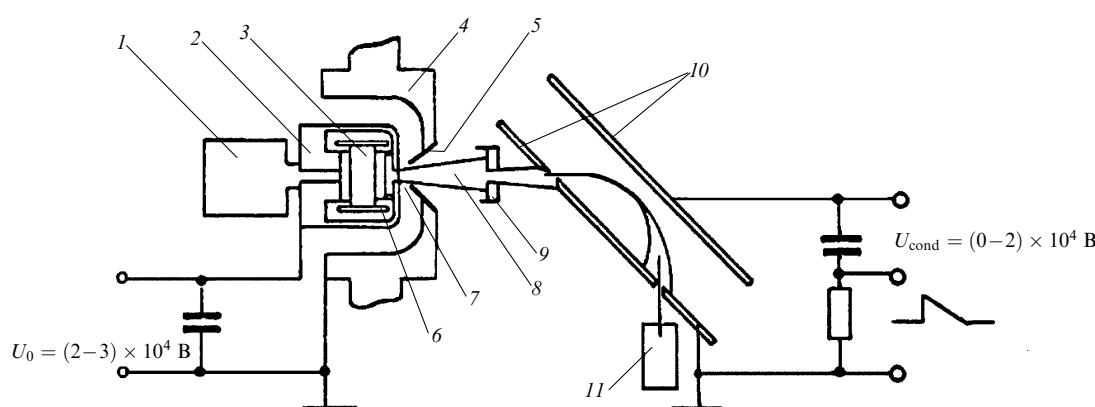


Рис. 5. Схема регистрации энергетического спектра ионов H<sup>-</sup> из планотрона и пенниговского разряда [13] (см. объяснение в тексте).

полем конденсатора на  $90^\circ$ , попадали на регистратор 11 (цилиндр Фарадея или первый динод вторично-электронного умножителя (ВЭУ)) через выходную щель анализирующего конденсатора. Для увеличения быстродействия и чувствительности сигналы с цилиндра Фарадея и ВЭУ передавались через истоковые повторители.

При исследовании энергетических спектров ионы  $H^-$  извлекались через эмиссионные щели 7 шириной  $\delta = 0,2 - 0,5$  мм и длиной  $l = 1 - 10$  мм. Источники напряжения обеспечивали долговременную стабильность вытягивающего напряжения  $U_0$  и напряжения  $U_{cond}$  на конденсаторе с точностью  $\sim 1$  В на уровне  $10^4$  В. Для точных измерений напряжения использовались цифровые вольтметры Щ-1412 с прецизионными делителями. Быстрые изменения этих напряжений передавались на осциллографы через ёмкостные делители. Входная и выходная щели анализирующего конденсатора имели ширину 0,05 мм и заострённые края, расстояние между щелями 20 см. Этим параметрам соответствует расчётное энергетическое разрешение  $\sim 5$  эВ при использовавшейся энергии пучка  $10^4$  эВ. Для быстрого просмотра спектра на осциллографе использовалась пилообразная добавка к постоянному напряжению анализирующего конденсатора. Можно было регистрировать энергетические спектры пучка в разные моменты работы источника за время  $10^{-4}$  с. Источник работал с частотой 0,1 – 10 Гц при полной воспроизводимости от импульса к импульсу.

Одновременная регистрация с высокой точностью значений ускоряющего напряжения  $U_0$  и напряжения на анализирующем конденсаторе  $U_{cond}$ , соответствующих настройке на резкий максимум энергетического спектра в широком диапазоне изменения этих напряжений, позволила уменьшить погрешность определения абсолютных значений энергии регистрируемых ионов до  $\delta W < 20$  эВ при энергии  $W \sim 10^4$  эВ. Шкала энергий при быстрых просмотрах энергетических спектров калибровалась по смещению спектров при малых изменениях вытягивающего напряжения. Примеры энергетических спектров пучков ионов  $H^-$ , полученных из разрядов в планетроне с добавлением цезия, показаны на рис. 6, где приведены подборки копий осциллограмм. В энергетических спектрах пучков из планетрона выделяются два пика, разделённых провалом. Энергетическая ширина первого пика с меньшей энергией уменьшается при увеличении подачи водорода, при этом уменьшается интенсивность шумов в разряде. Из разрядов без регистрируемых флуктуаций в источниках без добавок цезия (а при пеннигровской конфигурации электродов и с добавкой цезия) получались пучки ионов  $H^-$  с малой энергетической шириной первого пика, сравнимой с разрешающей способностью анализатора. Многократные тщательные измерения энергии, соответствующей вершине первого пика, показали, что при подаче отрицательного ускоряющего напряжения  $U_0$  на корпус газоразрядной камеры в пределах точности измерений энергия ионов  $H^-$ ,  $W_0 = eU_0^\pm \sim 20$  эВ.

При подаче ускоряющего напряжения на катод планетрона для энергии  $W_c$ , соответствующей вершине второго пика, получалось аналогичное соотношение, но в этом случае из-за большей ширины пика неточность определения энергии возрастила. Расстояние между максимумами  $\Delta W = W_c - W_0$  было близким или несколько превышало  $eU_p$ . Это наглядно демонстрируется подборкой копий осциллограмм на рис. 6а, при регистрации

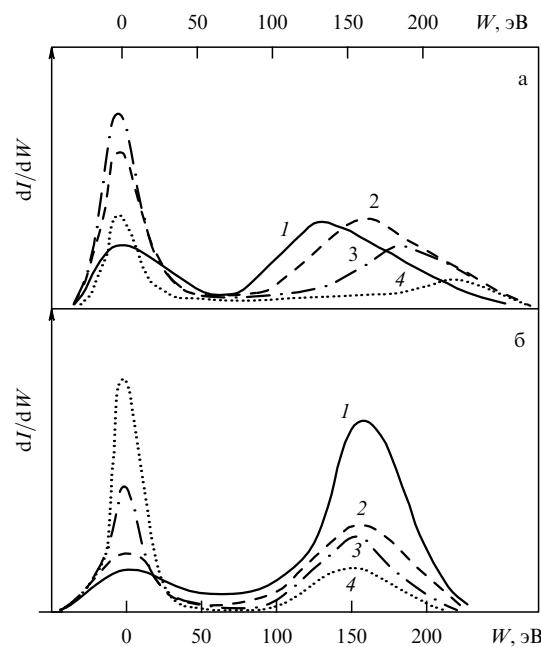


Рис. 6. Энергетические спектры пучков ионов  $H^-$ , извлекаемых из разрядов в ячейках с планетронной конфигурацией электродов (разряд с флуктуациями) [13]: (а) при различных напряжениях разряда  $U_p$ : (1) 120 В, (2) 150 В, (3) 160 В, (4) 210 В; (б) при различных подачах водорода  $Q$  (число молекул): (1)  $10^{16}$ , (2)  $1,2 \times 10^{16}$ , (3)  $1,7 \times 10^{16}$ , (4)  $2,2 \times 10^{16}$ .

которых напряжение на разряде варьировалось за счёт изменения подачи цезия. Результаты измерений позволяют предположить, что ионы первого пика ( $c\langle W \rangle = W_0$ ) возникают в анодной области в почти эквипотенциальном объёме, сформированном анодными выступами около эмиссионной щели, и выходят через эмиссионную щель с небольшими скоростями. А ионы второго максимума образуются на катоде, бомбардируемом потоком частиц газоразрядной плазмы, за счёт захвата электронов из катода на уровне электронного сродства распылённых и отразившихся частиц и ускоряются до выхода через эмиссионную щель полным напряжением разряда [16, 17]. Энергетическая ширина второго пика сравнима с расстоянием между максимумами из-за флуктуаций напряжения разряда и больших начальных скоростей эмитированных ионов  $H^-$ , получающихся в результате обмена импульсами между бомбардирующими частицами и частицами конденсированной фазы вещества катода и адсорбата.

В пучках, получаемых из разрядов с добавкой цезия в планетроне с малым зазором между катодом и анодом, при минимальной подаче водорода  $Q_{min}$  почти все ионы пучка сосредоточены во втором пике около энергии  $W_c$ . При увеличении подачи водорода интенсивность потока ионов  $c\langle W \rangle = W_c$  уменьшается, а интенсивность потока  $c\langle W \rangle = W_0$  увеличивается (рис. 6б). Эти данные позволяют предположить, что в условиях эксперимента основная доля медленных ионов в анодной части около эмиссионной щели образуется за счёт резонансной перезарядки на атомах водорода быстрых первичных ионов  $H^-$ , образующихся на катоде за счёт взаимодействия частиц плазмы с поверхностью, обладающей пониженной работой выхода. В пучках ионов, извлечённых из разрядов в пеннигровских ячейках, спектр которых показан на

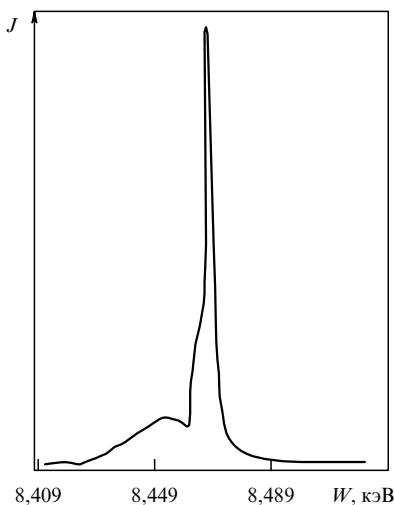


Рис. 7. Энергетический спектр ионов  $H^-$ , эмитированных из разряда Пеннига [13].

рис. 7, регистрировались лишь ионы первого пика с  $\langle W \rangle = W_0$ .

В пучках из разрядов без цезия интенсивность второго катодного пика была меньше интенсивности первого анодного пика в  $10^3$  раз даже при минимальной подаче водорода, а расстояние между пиками превышало  $eU_p = 400 - 500$  эВ. Уже при небольшом увеличении подачи водорода в разряд без цезия второй высокоЭнергетический пик не регистрировался. По-видимому, в разрядах с цезием лишь малая доля ионов первого пика образуется за счёт обычных плазменных процессов в объёме плазмы. В определённых условиях заметный вклад в поток ионов с энергией  $\langle W \rangle = W_0$  может давать эмиссия ионов  $H^-$  со стенок анода, анодных выступов и эмиссионной щели, бомбардируемых быстрыми частицами, которые образуются при отражении ионов от катода в виде атомов, разрушении и перезарядке быстрых отрицательных ионов в плазме. Вследствие адсорбции цезия работа выхода этих поверхностей должна уменьшаться, а за счёт амбиполярной диффузии плазмы на эти поверхности должно создаваться распределение потенциала, благоприятствующее эмиссии ионов  $H^-$ . Возможно, что именно этот процесс обеспечивает значительную эмиссию ионов  $H^-$  из разрядов в ячейках с большими расстояниями между поверхностями катодов и эмиссионной щелью, в которых от катода до эмиссионной щели может дойти без разрушения лишь очень малая часть ионов.

У ионов первого пика из разрядов без шумов обнаруживается сложная структура распределения по энергиям (см. рис. 7). Возможно, что некоторая часть уширения обусловлена резонансной перезарядкой в вытягивающем электрическом поле. При высокой напряжённости поля в вытягивающих промежутках этих источников эффективная протяжённость области с высокой вероятностью перезарядки оказывается малой, так что, несмотря на высокую плотность атомарного водорода в вытягивающем промежутке, уширение спектра за счёт этого эффекта оказывается небольшим. Появление небольшого пика с энергией, меньшей энергии основного пика на 19–20 эВ, обусловлено, по-видимому, последовательностью перезарядок  $H^- \rightarrow H^0 \rightarrow H^-$  в вытягивающем поле. Анало-

гичные трансформации энергетического спектра протонов наблюдались в работе [18] при исследовании диагностического инжектора быстрых атомов водорода.

Из разряда в гелии с добавлением цезия регистрировались заметные потоки ионов  $H^-$ , интенсивность которых существенно увеличивалась при напуске водорода в газоразрядную ячейку между импульсами разряда в гелии. Энергетический анализ этих потоков показал, что в этом случае ионы  $H^-$  образуются только на катоде вследствие захвата электронов распылённым водородом. При генерации ионов  $H^-$  разрядами в водороде отдельить эмиссию за счёт распыления адсорбата от эмиссии за счёт отражения бомбардирующих частиц очень трудно. Скорее всего, оба этих процесса дают сравнимые вклады в эмиссию.

Рассмотренные эксперименты достаточно однозначно продемонстрировали доминирующую роль взаимодействия потока газоразрядной плазмы с поверхностью электродов, обладающих пониженной работой выхода, в генерации интенсивных потоков отрицательных ионов. Планотронная конфигурация электродов газоразрядной ячейки оказалась хорошо приспособленной для проявления обнаруженного поверхности-плазменного механизма генерации отрицательных ионов.

1. Интенсивные потоки частиц газоразрядной плазмы обеспечивают эффективную адсорбцию водорода на центральной пластине катода и эффективную генерацию потока быстрых распылённых и отразившихся частиц водорода.

2. Цезий запирается разрядом на отрицательном электроде. Десорбированный цезий ионизируется и возвращается на отрицательный электрод в виде ионов. Ряд особенностей способствует сохранению малой работы выхода, необходимой для эффективного образования отрицательных ионов даже при интенсивной бомбардировке катода быстрыми частицами.

3. Возможность зажигать разряд с осцилляцией электронов в магнитном поле при низкой плотности газа и малых зазорах между центральной пластиной катода и эмиссионной щелью, быстрое ускорение образовавшихся отрицательных ионов к эмиссионной щели в узком слое прикатодного падения напряжения с компенсацией пространственного заряда способствуют эффективной транспортировке образовавшихся отрицательных ионов к формирующей системе.

4. Используемая ориентация эмиссионной щели в присутствии магнитного поля обеспечила эффективную фильтрацию потока отрицательных ионов от электронов и позволила извлечь и сформировать пучки ионов  $H^-$  с интенсивностью, во много раз большей, чем прежде.

Схема поверхности-плазменного метода получения отрицательных ионов показана на рис. 8. В газовый разряд подаётся рабочий газ и цезий. Катод бомбардируется ионами и атомами рабочего газа и цезия. С катода уходят потоки десорбированных и отражённых отрицательных ионов, ускоренные прикатодным падением потенциала. Поток отрицательных ионов частично ослабляется при движении через плазму. Быстрые отрицательные ионы резонансно перезаряжаются на диссоциированном газе. Выяснение доминирующего механизма образования отрицательных ионов определило направление дальнейшего совершенствования источников. В последующих вариантах конструкции источников, которые теперь с достаточным основанием можно было на-

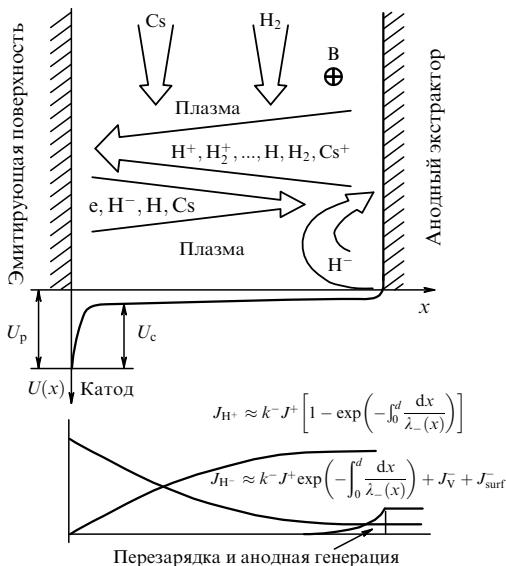


Рис. 8. Схема поверхностно-плазменного метода получения отрицательных ионов [13].  $U_c$  — катодное падение напряжения.

звать поверхностно-плазменными (ППИ), были приняты меры, обеспечивающие оптимизацию условий для поверхностно-плазменного образования отрицательных ионов и более эффективной транспортировки образовавшихся ионов к формирующей системе.

## 5. Усовершенствованные конструкции поверхностно-плазменных источников

Хотя в прежних конструкциях источников удалось обеспечить устойчивое получение пучков отрицательных ионов  $H^-$  с интенсивностью до сотен миллиампер при эмиссионной плотности тока до  $1,5 \text{ A cm}^{-2}$ , после выявления доминирующей роли поверхностно-плазменного механизма образования отрицательных ионов стали очевидны недостатки этих источников. Тонкостенные, практически полностью теплоизолированные катоды легко разогревались разрядом и позволяли быстро выделять цезий из таблеток смеси хромата цезия с титаном, помещаемых во внутренние полости катодов. В то же время из-за их слишком малой тепловой инерционности температурный режим адсорбции цезия очень сильно изменялся в течение каждого импульса разряда, так что оптимальные концентрации цезия, обеспечивающие максимальную эффективность захвата электронов на уровнях электронного сродства распылённых и отразившихся частиц, скорее всего не устанавливались. Недостаточная жёсткость крепления катода не позволяла уменьшить зазор между центральной пластиной катода и анодными выступами до значений, меньших  $1-1,3 \text{ mm}$ . При движении через такой слой плазмы значительная часть образовавшихся ионов должна быть разрушена. В соответствии с этими соображениями в следующих вариантах конструкции ППИ центральная пластина катода изготавливалась из массивного бруска молибдена. Более жёсткое крепление катода обеспечивало лучший тепловой отвод и позволяло надёжно обеспечивать малые зазоры (до  $0,5 \text{ mm}$ ) между центральной пластиной катода и анодными выступами. Было улучшено крепление источ-

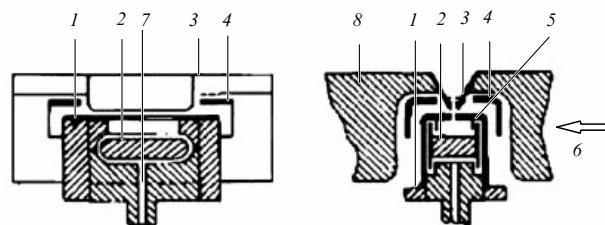


Рис. 9. Поверхностно-плазменный источник с массивным катодом [13]: 1 — анод, 2 — катод, 3 — экстрактор, 4 — приёмник электронов, 5 — воротничок, 6 — магнитное поле, 7 — канал для подачи газа, 8 — магнитный полюс.

ника между полюсами магнита, улучшена высоковольтная изоляция, уменьшены габариты, более тщательно изготавливались электроды системы формирования, использовался новый малогабаритный затвор [14]. Схематическое изображение такого источника показано на рис. 9.

При изготовлении первого источника принимались меры для исключения случайных загрязнений его деталей цезием, и в первую очередь была исследована эмиссия ионов  $H^-$  из разрядов без цезия с массивным катодом размером  $4 \times 6 \times 14 \text{ mm}$  при малом зазоре между катодом и анодом в области эмиссионной щели,  $d = 0,5 \text{ mm}$ . Уменьшение размера источника вдоль магнитного поля позволило уменьшить зазор между магнитными полюсами, так что напряжённость магнитного поля оказалась достаточной для зажигания разряда в чистом водороде при  $d = 0,5 \text{ mm}$ .

Характеристики разряда были аналогичны прежним. Из этого источника при горении разряда без цезия через эмиссионную щель с  $S_e = 0,4 \times 5 \text{ mm}$  удалось получить пучок ионов  $H^-$  с током до  $15 \text{ mA}$ , так что эмиссионная плотность  $J^- = 0,75 \text{ A cm}^{-2}$  значительно превышала получавшуюся ранее  $J^- = 270 \text{ mA cm}^{-2}$ . Зависимость  $J^-$  от  $I_p$  показана на рис. 10.

В этом случае эмиссионная плотность тока заметно превышала расчётные возможности объёмных механизмов образования отрицательных ионов в водородной плазме. При увеличении зазора максимальная интенсивность извлекаемого пучка резко уменьшалась. По-видимому, при нагреве до высокой температуры из элементов источника выделялись щелочные металлы, которые катализировали поверхностно-плазменное образование отрицательных ионов без напуска цезия.

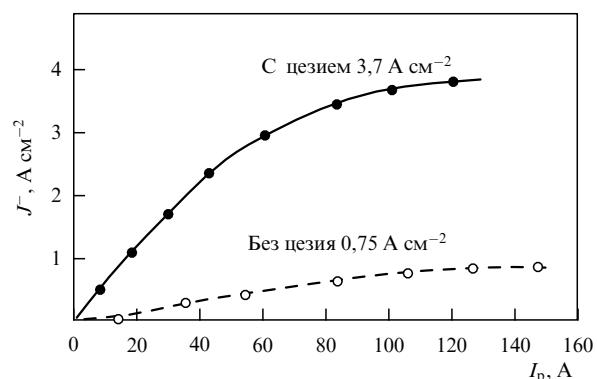


Рис. 10. Зависимость эмиссионной плотности тока ионов  $H^-$  от тока разряда [13].

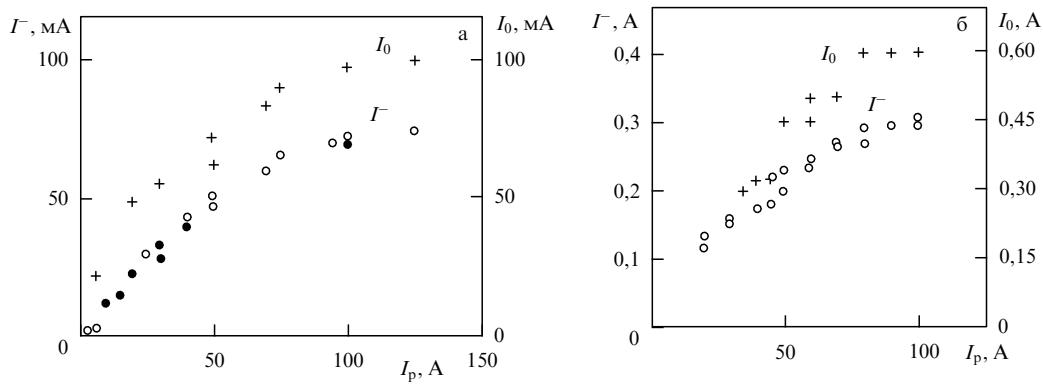


Рис. 11. Зависимость интенсивности пучка ионов  $H^-$  на коллектор и полного тока в цепи вытягивающего промежутка от тока разряда: (а) щель  $0,4 \times 5$  мм, (б) щель  $1 \times 10$  мм [13].

В последующих экспериментах исследовалась эмиссия ионов  $H^-$  из разрядов с добавлением цезия. В источник с размерами центральной пластины катода  $4 \times 6 \times 14$  мм цезий заправлялся, как и раньше, в виде таблеток смеси хромата цезия с титаном, помещаемых в полость центральной пластины катода под привариваемые точечной сваркой боковые щитки катода. Катод сильно раскалялся при горении разряда без цезия. Но после выделения цезия и уменьшения напряжения разряда  $U_p$  от 400 до 100 В мощность разряда, выделяющаяся на катоде, уменьшалась и уменьшался нагрев катода. В нефорсированных режимах эти источники работали вполне устойчиво. Для получения пучков с максимальной интенсивностью требовалась тщательная оптимизация подачи газа и выделения цезия. Зависимости интенсивности пучка ионов  $H^-$  на коллектор и полного тока в вытягивающем промежутке от тока разряда в оптимизированных условиях для источника с катодом  $4 \times 6 \times 14$  мм (площадь центральной пластины катода  $2,5 \text{ см}^2$ ) и с размерами эмиссионных щелей  $0,4 \times 5$  и  $1 \times 10$  мм показаны на рис. 11.

На начальных линейных участках зависимостей тока пучка от тока разряда эмиссионная плотность тока доходит до  $0,1 - 0,12$  от плотности тока разряда. В области насыщения этой зависимости при токе разряда более 100 А эмиссионную плотность тока удалось довести до  $3,7 \text{ А см}^{-2}$ . Интенсивность пучка ионов  $H^-$  увеличивается примерно пропорционально площади эмиссионной щели. Ток сопутствующих электронов составляет 13 % от тока отрицательных ионов при  $S_e = 0,4 \times 5$  мм и равен току отрицательных ионов при  $S_e = 1 \times 10$  мм. При достигнутых значениях эмиссионной плотности тока эффекты пространственного заряда становятся очень существенными. Для вытягивания пучка ионов  $H^-$  с током 0,3 А через эмиссионную щель с  $S_e = 1 \times 10$  мм пришлось увеличить вытягивающее напряжение до 30 кВ. Пучок ионов  $H^-$  с током 0,2 А при  $S_e = 1 \times 10$  мм получался при токе разряда 50 А и напряжении разряда 100 В. Этим параметрам соответствует энергетическая цена иона  $H^-$  в этом источнике  $P = 25$  кэВ на ион при эмиссионной плотности  $2 \text{ А см}^{-2}$ . С учётом того что в данном случае площадь эмиссионного отверстия в 25 раз меньше площади центральной пластины катода, а интенсивность извлекаемого пучка увеличивается пропорционально площади эмиссионного отверстия, полученные результаты создают предпо-

сылку для доведения эффективности генерации ионов  $H^-$  в ППИ до 1 кэВ на ион, что сравнимо с эффективностью лучших источников положительных ионов.

Для термоядерных исследований нужны стационарные и квазистационарные пучки ионов  $H^-$ . В связи с этим было опробовано получение пучков ионов  $H^-$  из этих источников при больших длительностях импульсов. В данном случае напряжение на промежуток анод – катод подавалось от сети 50 Гц через повышающий трансформатор, коммутируемый на источник тиристорным ключом. При этом получались колоколообразные импульсы тока разряда с длительностью до 8 мс и амплитудой до 50 А. В таком режиме зависимости интенсивности сформированных пучков ионов  $H^-$  от тока разряда практически не изменились. На длинных импульсах оптимальный режим подачи цезия выдерживался даже более устойчиво, чем на коротких. Была исследована эмиссия ионов  $H^-$  из разрядов в ячейках с пеннинговской конфигурацией электродов, получавшихся из планотронной при удалении центральной пластины катода. Катодами пеннинговской ячейки служили боковые щитки. При удалении массивного катода получалось анодное окно размером  $S_a = 6 \times 16$  мм. Таблетки с цезием укреплялись в пенальчиках из фольги на боковых щитках катода. Более жёсткое крепление катодов позволило исследовать эмиссию ионов в форсированных режимах.

В обычно используемых разрядах с осцилляцией электронов в магнитном поле напряжение и ток разряда флуктуируют с частотами  $10^5 - 10^7$  Гц. Уровень флуктуаций составляет до нескольких десятков процентов от постоянной составляющей. При уменьшении магнитного поля и увеличении плотности газа уровень флуктуаций уменьшается и при некоторых значениях этих параметров исчезает, проходя иногда через стадию когерентных колебаний. Чем больше напряжённость магнитного поля, тем большая плотность газа необходима для стабилизации флуктуаций. На уровень шума и его зависимость от магнитного поля и плотности газа влияют геометрические размеры и конфигурация электродов, ток разряда, среднее напряжение разряда, концентрация цезия и множество других факторов. В газоразрядных ячейках с малыми зазорами между катодом планотрона и анодом, малым поперечным размером области осцилляций для зажигания разряда необходима высокая напряжённость магнитного поля, и разряды без шумов получаются при столь высокой плотности газа, что

ионы, образующиеся на катоде, не доходят до эмиссионной щели без разрушения. При минимальной плотности газа максимальны интенсивность пучков и эмиссионная плотность, но флуктуации разряда сильно увеличивают разброс энергий поперечного движения, увеличивают эмиттанс и во много раз уменьшают яркость.

В получившихся ячейках с пенниговской конфигурацией электродов из-за большой ширины окна сильноточные тлеющие разряды зажигались при малой напряжённости магнитного поля  $B > 0,03$  Тл. Благодаря этому разряды без шумов получались при невысокой плотности водорода, обеспечивающей вполне нормальное функционирование источника. Без цезия разряды без шумов получались без всяких усилий. При подаче цезия для получения разрядов без шумов приходилось осуществлять некоторую оптимизацию режимов. В этих условиях из пенниговских ячеек при тех же токах разряда получались пучки ионов  $H^-$  с током, примерно в три раза меньшим, чем из планотронных ячеек. Но пучки из разрядов без шумов были сформированы гораздо лучше, обладали меньшей расходностью, плотность тока на коллекторе получалась больше, несмотря на меньшую интенсивность. Ток ионов  $H^-$  увеличивался пропорционально току разряда до 150 А, так что через эмиссионную щель размером  $1 \times 10$  мм извлекались пучки с током до 150 мА, меньшим максимального тока из планотронной ячейки в два раза. При уменьшении магнитного поля увеличивался ток сопутствующих электронов в вытягивающем промежутке, но за счёт утолщения стенок эмиссионной щели его удалось уменьшить.

В предположении, что не вся рабочая площадь катода даёт эффективный вклад в генерацию ионов  $H^-$ , было решено исследовать зависимость эмиссии ионов от ширины анодного окна. При этом таблетки с цезием помещались в тонкостенный контейнер, закрепляемый на верхнем анодном выступе и служивший элементом анодного окна. В этой конструкции удалось обеспечить нормальное выделение цезия и устойчивое горение

сильноточных тлеющих разрядов. При имеющейся напряжённости магнитного поля до 0,3 Тл сильноточные тлеющие разряды зажигались устойчиво при ширине окна более 2,7 мм. Уменьшение поля или ширины окна, флуктуации подачи цезия вызывали переходы сильноточных тлеющих разрядов в высоковольтные разряды с ограниченным током (иногда по несколько раз за импульс). В ячейке с окном  $3 \times 16$  мм разряды без шумов получались при напряжённости поля  $B \sim 0,08-0,12$  Тл и приемлемой подаче водорода. Отношение тока пучка к току разряда только в 1,5 раза уступало этому показателю для планотронной ячейки в оптимальных режимах. При токе разряда 150 А через эмиссионную щель с  $S_e = 1 \times 10$  мм извлекались стабильные, хорошо сформированные пучки ионов  $H^-$  с током до 0,3 А. Плотность тока разряда на катоде в этом случае существенно превышала плотность тока на катоде планотронной ячейки. Описанные результаты создали предпосылки для получения интенсивных высококачественных пучков с высокой яркостью. Поскольку для источников, используемых в ускорительной технике, яркость является важнейшей характеристикой, в дальнейшем решили использовать такие конфигурации газоразрядных ячеек в ППИ для ускорителей.

Таким образом, выделились два направления с несколько различающимися задачами:

1. Получение интенсивных пучков при максимальной интенсивности с приемлемыми ионно-оптическими характеристиками.

2. Получение высококачественных пучков с высокой яркостью при приемлемой интенсивности и эффективности.

Для проверки правомерности экстраполяции выявленных закономерностей на источники с большой площадью эмиссионных щелей в таком же корпусе газоразрядной камеры был размещён катод с размерами центральной пластины  $4 \times 6 \times 35$  мм и  $S_c = 5 \text{ см}^2$ . Схематический чертёж этого источника показан на рис. 12.

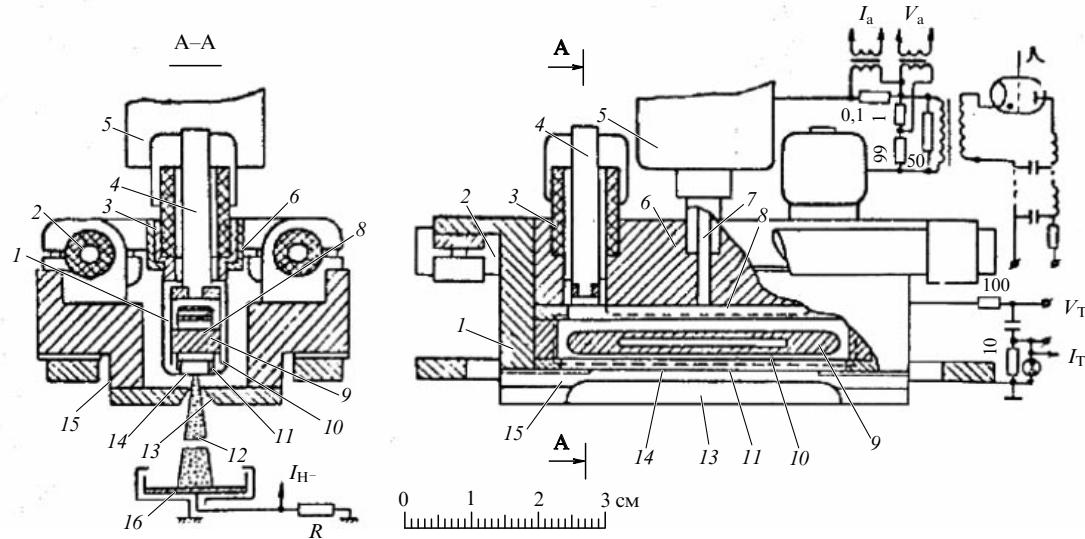


Рис. 12. Схема ППИ с планотронной конфигурацией газоразрядной ячейки с длинным катодом [13]: 1 — корпус газоразрядной ячейки, 2 — высоковольтные изоляторы, 3 — изоляторы катода, 4 — держатели катода, 5 — импульсный клапан для подачи водорода, 6 — анодная вставка, 7 — канал для подачи водорода, 8 — съёмный анодный выступ с полостью для цезия, 9 — центральная пластина катода (ЦПК), 10 — боковые щитки катода, 11 — стены анодного выступа, 12 — пучок ионов  $H^-$ , 13 — пластины экстрактора, 14 — эмиссионная щель, 15 — полюсные наконечники магнита, 16 — коллектор пучка.

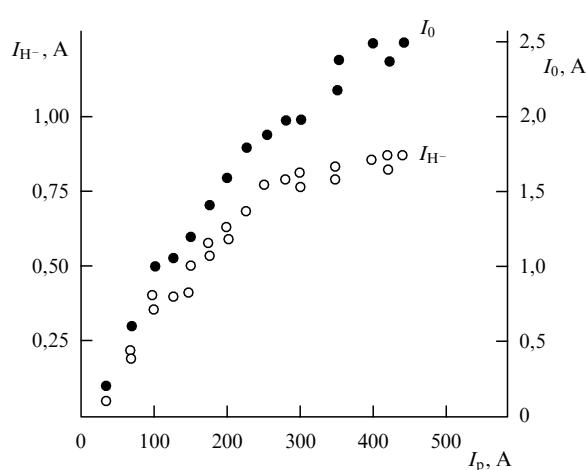


Рис. 13. Зависимости интенсивности пучка ионов  $H^-$  на коллектор и полного тока в цепи вытягивающего промежутка от тока разряда [13].

Таблетки с цезием закладывались в полости центральной пластины катода и съёмного верхнего анодного выступа. И в такой существенно увеличенной ячейке устойчиво зажигались разряды с прежними характеристиками. Эмиссионные свойства этого источника при размерах эмиссионной щели  $S_e = 0,9 \times 30$  мм демонстрирует рис. 13. В оптимальных условиях из источников вполне воспроизводимо извлекались пучки ионов  $H^-$  с током до 0,88 А при токе разряда 450 А, так что возможность получения пучков с большей интенсивностью представляется достаточно обоснованной.

Исследовать эмиссию ионов  $H^-$  из источников с большей шириной эмиссионной щели оказалось значительно сложнее. При увеличении ширины одиночной эмиссионной щели резко увеличивается поток сопутствующих электронов. Ещё в первых исследованиях эмиссии ионов  $H^-$  из разрядов в скрещенных полях пытались извлекать ионы  $H^-$  через секционированные эмиссионные щели, выполненные в виде жалюзных сеток, которые эффективно использовались для формирования пучков в перезарядных источниках. При увеличении ширины эмиссионной щели без секционирования пропускного отверстия плазменного электрода с одноапertureным вытягивающим электродом увеличивается эффективная протяжённость вытягивающего промежутка,

так что для получения прежней эмиссионной плотности тока ионов  $H^-$  необходимо значительное повышение вытягивающего напряжения. Эмиссионное отверстие источника прежней конструкции было перекрыто жалюзной сеткой так, чтобы протяжённость образовавшихся щелей вдоль магнитного поля была малой. Основные эксперименты проводились при размерах эмиссионного отверстия  $S_e = 2,8 \times 10$  мм, разделённого жалюзи на четыре одинаковые эмиссионные щели. Поперечное сечение жалюзи  $0,1 \times 0,5$  мм. Жалюзи из молибдена закреплялись в оправке с одного конца и могли свободно расширяться без деформаций при нагревании.

Конструкция этого устройства схематически показана на рис. 14. Источник исследовался на новом стенде, приспособленном для использования вытягивающего напряжения до 70 кВ. Без принципиальных изменений конструкции источника за счёт некоторого увеличения высоковольтных изоляторов, тщательного экранирования контактов изоляторов с электродами, тщательной обработки корпуса газоразрядной камеры и вытягивающих электродов при минимальном зазоре между стенкой с эмиссионным отверстием и кромками вытягивающего электрода 3 мм из этого источника удалось извлекать пучки ионов  $H^-$  вытягивающим напряжением до 60 кВ. Сравнительно легко и устойчиво получались пучки ионов  $H^-$  с интенсивностью до 0,8 А на 1 см эмиссионной щели. При тщательной оптимизации получались пучки с интенсивностью около 1 А. На коллекторе, удалённом от эмиссионной щели на 10 см, сечение пучка было близко к круговому с диаметром 4 см. Полный ток в вытягивающем промежутке превышал ток пучка в два раза. И в этом случае на линейном участке зависимости тока ионов  $H^-$  от тока разряда отношение эмиссионной плотности тока ионов  $H^-$  к плотности тока разряда на катоде в оптимальных условиях достигало значений  $J^-/J_p = 0,12$ . Использовавшиеся жалюзи вполне устойчиво выдерживали длительную работу в форсированных режимах при длительности импульсов 0,8 мс и частоте следования импульсов до 3 Гц. Эмпирическая оптимизация условий образования ионов  $H^-$  в разрядах с добавлением цезия и накопление опыта работы с такими разрядами позволили увеличить интенсивность пучков ионов  $H^-$  до сотен миллиампер при эмиссионной плотности тока до 1,5 А см<sup>-2</sup>. Последующие исследования, в особенности изучение энергетических спектров извлечён-

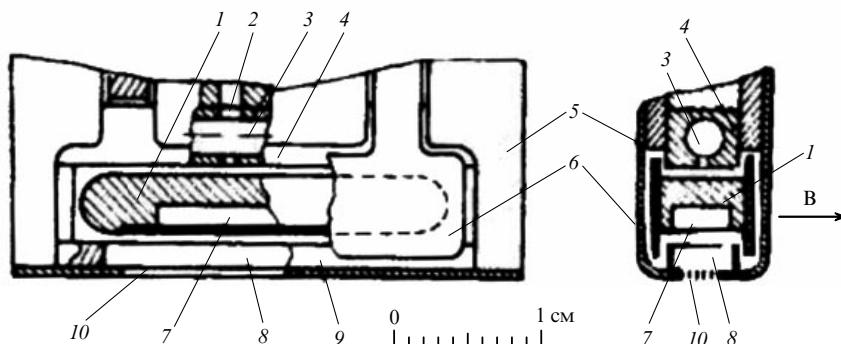


Рис. 14. Схема ППИ с секционированной эмиссионной щелью [13]: 1 — центральная пластина катода (ЦПК), 2 — канал для подачи водорода, 3 — контейнер для цезия в анодном выступе, 4, 5 — корпус газоразрядной камеры, 6 — боковые щитки катода, 7 — полость ЦПК для цезия, 8 — экспандер в анодном выступе, 9, 10 — секционированная эмиссионная щель.

ных ионов, выполненные в 1972 г., убедительно продемонстрировали доминирующую роль поверхностно-плазменного механизма образования отрицательных ионов в исследуемых источниках.

Целенаправленная оптимизация условий для поверхностно-плазменного образования отрицательных ионов и улучшение транспортировки образовавшихся ионов через плазму позволили довести эмиссионную плотность тока извлекаемых пучков до  $3,7 \text{ A cm}^{-2}$ . На этой основе удалось создать поверхностно-плазменные источники, устойчиво генерирующие пучки ионов  $\text{H}^-$  с импульсной интенсивностью до 1 А. Проведённые исследования этих источников продемонстрировали возможность дальнейшего увеличения интенсивности пучков за счёт увеличения площади эмиссионных щелей и принципиальную возможность уменьшения затрат на генерацию ионов  $\text{H}^-$  в таких источниках по крайней мере до 10 кэВ на ион, сравнимых с затратами энергии на получение положительных ионов в лучших источниках.

Реализация эффективной генерации ионов  $\text{H}^-$  в разрядах без флуктуаций параметров плазмы создала предпосылки для разработки источников, обеспечивающих получение высококачественных пучков ионов  $\text{H}^-$  с высокой яркостью. Результирующая эффективность образования отрицательных ионов и интенсивность получаемых пучков определяются эффективностью образования и ускорения бомбардирующих ионов в газоразрядной плазме, вероятностью эмиссии отрицательных ионов с поверхности электродов при бомбардировке поверхности частицами плазмы, вероятностью разрушения отрицательных ионов при их движении через плазму к формирующей системе и эффективностью работы этой системы. В свою очередь, на эмиссионные свойства поверхности электродов сильно влияют процессы, сопровождающие взаимодействие плазмы с электродами, а свойства плазмы зависят от эмиссионных свойств электродов.

## 6. Эмиссионные свойства электродов в разрядах поверхностно-плазменных источников

Из общих представлений о механизме поддержания сильноточных тлеющих разрядов с осцилляцией электронов в магнитном поле следует, что при фиксированном значении эффективного коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии холодного катода  $\gamma$  электрон, эмитированный в плазму с катода и ускоренный прикатодным падением потенциала до энергии  $eU_p$ , в среднем должен создавать в плазме  $1/\gamma$  ионов, попадающих на катод. Благодаря зависимости  $\gamma$  от энергии бомбардирующих ионов и зависимости скорости генерации ионов от энергии электронов устанавливается определённое значение прикатодного падения потенциала  $U_p$ . Распределение потенциала в плазме должно обеспечивать уход электронов на анод попрек магнитного поля, согласованный с уходом ионов на катод и анод. При ограничении диффузии электронов магнитным полем должен преобладать полевой механизм переноса электронов. Создающееся распределение потенциала должно препятствовать уходу ионов на анод и увеличивать эффективность сбора ионов на электроды с отрицательным потенциалом. При небольших поперечных размерах газоразрядной ячейки падение потенциала в плазме

должно быть малым по сравнению с прикатодным падением, сосредоточенным в тонком слое у катода.

Протяжённость слоя зависит от плотности ионного тока на катод, величины прикатодного падения потенциала и плотности тока отрицательных ионов, массы ионов в соответствии с соотношением, близким к закону Чайлда – Ленгмюра. Если катод отделён от анода зазором с изолированными торцами, то при большой напряжённости магнитного поля падение напряжения в плазме может превышать прикатодное падение. Таким образом, напряжение горения исследуемых разрядов в значительной мере должно определяться эмиссионными свойствами катода. Значительное уменьшение напряжения разряда при подаче цезия в разряд указывает на существенное увеличение коэффициента вторичной эмиссии электронов. О плотности плазмы можно было бы судить по плотности тока на катод, но для её оценки также необходимы сведения о коэффициенте эмиссии электронов с катода в разрядах ППИ.

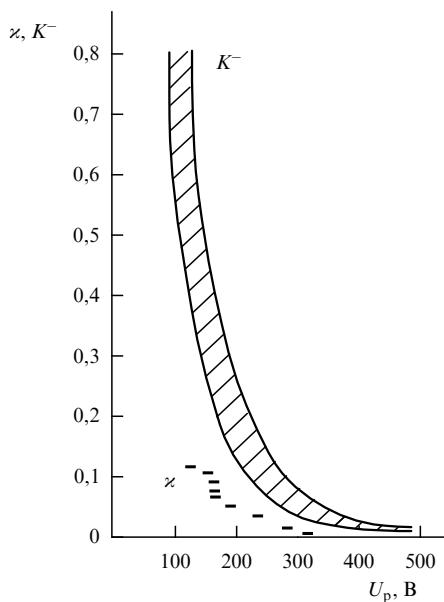
Благодаря сильной зависимости напряжения разряда  $U_p$  от эмиссионных свойств электродов напряжение разряда можно использовать в качестве параметра, характеризующего эмиссионные свойства электродов. Поскольку в ячейках с различными конфигурациями электродов при обеспечении условий для эффективного использования энергии быстрых электронов на ионизацию в плазме получаются разряды с практически идентичными характеристиками, можно полагать, что одинаковые напряжения разрядов в разных ячейках получаются при близких эмиссионных свойствах электродов. Условия генерации отрицательных ионов  $\text{H}^-$  однородны по всей поверхности центральной пластины катода планотрона. При эмиссионной плотности извлекаемого пучка  $J^-$  на генерацию ионов в участке разряда с единичной площадью затрачивается мощность  $J_p U_p$ .

Энергетические затраты на образование иона  $\text{H}^-$  в источнике  $P^-$  определяются отношением произведения плотности тока разряда  $J_p$  и напряжения разряда  $U_p$  к эмиссионной плотности тока  $J^-$

$$P^- = \frac{J_p U_p}{J^-} = \frac{e U_p}{\varkappa}.$$

Значения  $\varkappa = J^-/J_p$ , определённые по линейным участкам зависимости  $I^-$  от  $I_p$  и соответствующие разным напряжениям разряда в планотроне при оптимизированных условиях, приведены на рис. 15. При увеличении подачи цезия  $\varkappa$  увеличивается от 0,01 при  $U_p = 500$  В до  $\varkappa = 0,1 - 0,12$  при  $U_p = 100$  В. При этом  $P^-$  уменьшается от 50 до 1 кэВ на ион. В большинстве осуществлённых вариантов ППИ площадь эмиссионной щели  $S_c$  меньше площади центральной пластины катода  $S_c$ , так что извлекается лишь небольшая доля генерируемого потока ионов  $\text{H}^-$  и энергетические затраты на получение иона  $\text{H}^-$ , включённого в сформированный пучок, в этих источниках оказываются увеличенными в  $S_c/S_e$  раз.

Ряд конструкций ППИ (с замыканием дрейфа электронов в одной плоскости [19, 20], без замкнутого дрейфа электронов [21] и геометрической фокусировкой [21]) должны допускать практически полное извлечение всего потока ионов  $\text{H}^-$ , достигающего эмиссионной поверхности формирующей системы, так что уменьшение энергетических затрат до  $P^- \sim 1$  кэВ на ион представляется возможным и при генерации ионов  $\text{H}^-$  используемыми разрядами с холодными электродами. Соотношение



**Рис. 15.** Отношение  $z$  эмиссионной плотности тока ионов  $H^-$ , извлекаемых из разряда в ячейках с планотронной геометрией, к плотности тока разряда на катоде  $z = J^-/J_p$  и оценочные значения коэффициента вторичной эмиссии  $K^-$  ионов  $H^-$  с катода планотрона при различных напряжениях разряда  $U_p$  [13].

$P^- = eU_p/z$  учитывает затраты энергии на эмиссию электронов  $P_e$ , затраты на генерацию положительных ионов  $P^+$ , их ускорение до энергии бомбардировки  $E^+$ , вероятность эмиссии ионов  $H^-$  в единичном акте бомбардировки  $K^-$ , разрушение ионов  $H^-$  при транспортировке к эмиттирующей поверхности формирующей системы и на этапе формирования пучка. При не очень больших плотностях плазмы вероятность прохождения ионов  $H^-$  через систему без разрушения  $w^-$  можно сделать близкой к единице, так что общее выражение для энергетических затрат на генерацию ионов  $H^-$ , включенных в сформированный пучок,

$$P^- = \frac{(P^+ + E^+)S_c}{K^- w^- S_e},$$

имеет своим пределом соотношение

$$P_{\min}^- = \frac{P_{\min}^+ + E^+}{K^-},$$

зависящее лишь от возможных значений  $K^-$  при энергии бомбардирующих частиц  $E^+$ .

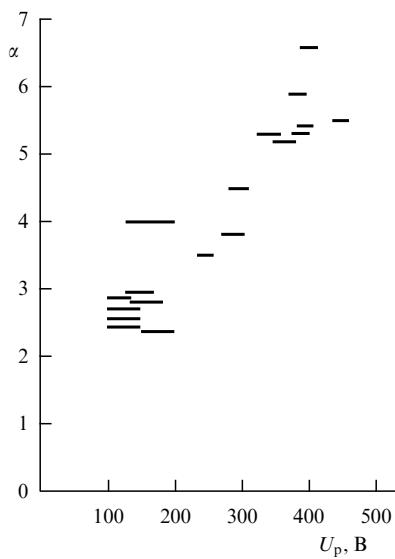
При малых зазорах между центральной пластиной катода планотрона и эмиссионной щелью основную долю извлечённого потока ионов  $H^-$  составляют ионы, эмитированные с катода. В этом случае реализующиеся значения коэффициента вторичной эмиссии отрицательных ионов  $K^- = J^-/J^+$  можно оценить по известным значениям  $z = J^-/J_p$ , если определить долю положительных ионов в токе разряда на катод  $J^+/J_p = (1 + \gamma + K^-)^{-1}$ .

Первые оценки значений отношения  $J^+/J_p$  были получены на начальном этапе исследования эмиссии ионов  $H^-$  из рассматриваемых разрядов. Плотность тока положительных ионов на катод оценивалась по их эмиссии через эмиссионную щель размером  $S_e =$

$= 0,3 \times 5$  мм в катоде обращённого планотрона. В этом случае катодами служили стенки коробки из молибдена, а анод в виде пластины располагался в центре, аналогично катоду прямого планотрона. Разряды в обращённом планотроне были вполне аналогичны разрядам в ячейках других конфигураций. Из этой ячейки извлекались пучки положительных ионов с эмиссионной плотностью тока до  $7 \text{ А см}^{-2}$ . С увеличением выделения цезия из таблеток, помещаемых в полость анода, отношение  $J_p/J^+$  увеличивалось от значений, близких к единице при  $U_p = 500$  В, до 2–3 при  $U_p = 150$  В.

Позднее [22] пытались оценить коэффициент вторичной эмиссии электронов с катода  $\gamma$  по соотношению мощностей, выделяющихся на аноде и катоде ячейки с пеннинговской конфигурацией охлаждаемых электродов, использовавшейся в ППИ для ускорителей. Изменились средние мощности  $W_c$  и  $W_a$ , уносимые охлаждающим воздухом с катода и анода. Источник работал в импульсном режиме при длительности импульсов 200 мкс и частоте следования 10–50 Гц. Выделение цезия регулировалось путём изменения средней мощности разряда. Температура воздуха на выходе охлаждающей системы контролировалась термопарами. Для калибровки в охлаждающие магистрали были вмонтированы теплоизолированные калиброванные электрические нагреватели. Поток воздуха контролировался по перепаду давления на охлаждающей магистрали. Полученные отношения  $\alpha = W_c/W_a$  при различных напряжениях разряда показаны на рис. 16. С увеличением выделения цезия это отношение уменьшается от значений  $\alpha = 5,5–6$  при  $U_p = 400$  В до  $\alpha = 2,5$  при  $U_p = 100$  В.

Прямые измерения отношений плотности тока разряда к плотности тока положительных ионов на катод выполнены в газоразрядной ячейке с пеннинговской конфигурацией электродов [23]. Специальные меры позволили устраниТЬ паразитные разряды вне анодного окна. Регистрировались потоки положительных ионов, ускоренных в прикатодном падении потенциала и выходящих через узкие щели в катоде. Использовались щели в катоде из молибдена с шириной 0,01–0,05 мм с



**Рис. 16.** Отношение средней мощности, поступающей на катод, к средней мощности, поступающей на анод газоразрядной ячейки, при различных напряжениях разряда [13].

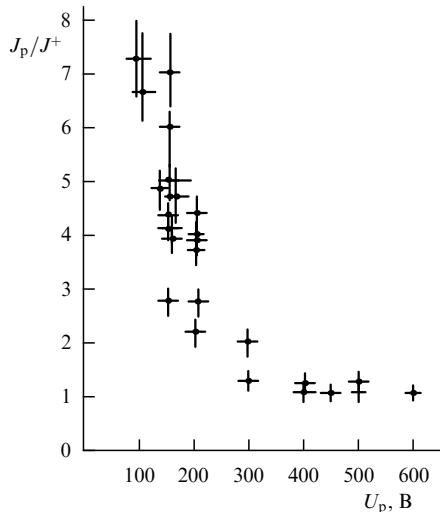


Рис. 17. Отношение плотности тока разряда на катод  $J_p$  к плотности тока положительных ионов на катод  $J^+$  пеннинговской ячейки при разных напряжениях разряда  $U_p$  [13].

заострёнными кромками. Размеры щелей измерялись с помощью микроскопа и по дифракции лазерного излучения. Между щелью и коллектором размещалась сетка с размером ячейки 0,2 мм и прозрачностью 80 %, на которую подавался регулируемый запирающий потенциал. Вольт-амперные характеристики коллектора, зарегистрировавшиеся автоматически, показали, что на коллектор приходит почти монохроматический поток положительных ионов с энергией, меньшей  $eU_p$  на 20–30 эВ, с энергетическим разбросом  $\sim 10$ –30 эВ. Отношения тока разряда к току ионов на коллекторе регистрировались осциллографически при питании разряда полусинусоидальными импульсами напряжения. Изменения проводились при токах разряда, для которых протяжённость прикатодного слоя была больше ширины щели. При больших токах разряда отношение тока ионов к току разряда резко уменьшалось, по-видимому, из-за искривления границы плазмы и расфокусировки потока ионов, попадающего в щель. Значение  $J_p/J^+$  при разных напряжениях разряда, пересчитанные с учётом размеров щелей и распределения тока разряда, приведены на рис. 17. На этот раз ампулы с металлическим цезием помещались в полость анода, прикрытую от плазмы разряда. С увеличением выделения цезия отношение плотностей тока увеличивается от  $J_p/J^+$ , близких к единице при  $U_p = 600$ –300 В, до  $J_p/J^+ = 7$ –8 при  $U_p = 100$  В.

Если эмиссионные свойства электродов в ячейках с планотронной и пеннинговской конфигурацией электродов при одинаковых напряжениях разряда различаются слабо, то из этих данных следует, что при увеличении концентрации цезия на электродах коэффициент вторичной эмиссии ионов  $H^-$  должен увеличиваться от  $K^- = -0,01$  при  $U_p = 500$  В до  $K^- \sim 0,6$ –0,8 при  $U_p = 100$  В (см. рис. 15). По реализующимся значениям  $J_p/J^+$  можно оценить затраты энергии в плазме на образование положительных ионов, попадающих на катод,  $P^+ = eU_p(J_p/J^+ - 1)$ . Из данных, приведённых на рис. 15, следует, что при уменьшении напряжения разряда энергетические затраты увеличиваются от значения  $P^+ = -0,1$  кэВ на ион при  $U_p = 300$  В до  $P^+ = 0,5$  кэВ на ион

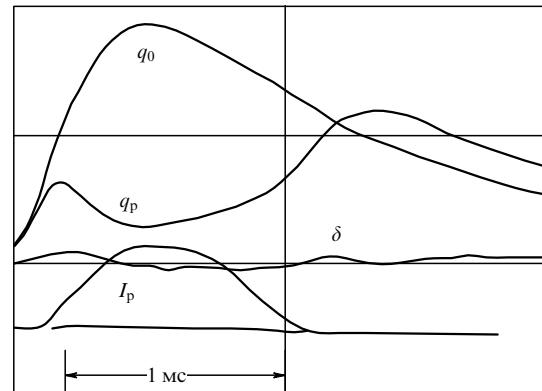


Рис. 18. Оциллограммы сигналов тока разряда  $I_p$ , потоков водорода из ППИ с разрядом  $q_p$  и без разряда  $q_0$  [13].

при  $U_p = 100$  эВ. Столь сильное увеличение энергетических затрат обусловлено изменением энергетического спектра электронов плазмы. В разрядах с холодными электродами, используемыми и для генерации плазмы и в качестве эмиттеров отрицательных ионов, трудно осуществить одновременную оптимизацию эмиссионных свойств, энергий бомбардирующих частиц и условий для генерации бомбардирующих частиц.

В ППИ с разделёнными функциями при независимой оптимизации условий для осуществления этих процессов можно рассчитывать на сохранение энергетических затрат на уровне  $P_{\min}^+ = 0,1$  кэВ на ион при  $K^- \sim 0,8$ , так что представляется возможным уменьшение затрат на образование иона  $H^-$  до  $P_{\min}^- = (P_{\min}^+ + E^+)/K^- = 0,25$  кэВ на ион. Оциллограммы, показывающие запирание газа плазмой разряда, приведены на рис. 18. Сигнал потока газа без разряда  $q_0$  более чем в пять раз превышает сигнал потока газа с разрядом  $q_p$ . Газ запирается разрядом и выходит после разряда.

Необходимые для зажигания разряда значения напряжённости магнитного поля  $B$  и исходной плотности газа  $n_g$  согласуются с оценками, основанными на предположениях, что ларморовский радиус электронов с энергией  $W_e = eU_p$  должен быть меньше ширины области осцилляций  $d$ , а плотность газа  $n_g$  должна быть достаточной для возмущения движения эмитированных электронов. В присутствии плазмы необратимый захват эмитированных электронов в плазму осуществляется за счёт их рассеяния на частицах плазмы, так что разряд может гореть и при меньшей плотности нейтральных частиц. По грубым оценкам в пучок ионов  $H^-$  преобразуется до 5 % водорода, подаваемого в газоразрядную ячейку планотрона с плоским катодом.

Можно надеяться, что в ППИ с разделёнными функциями и с геометрической фокусировкой при генерации плазмы в разрядах с термокатодами исходную плотность водорода в газоразрядной ячейке удастся понизить до значений, используемых в источниках положительных ионов, что позволит значительно повысить газовую эффективность ППИ.

## 7. Цезий в поверхностно-плазменных источниках

В ППИ уменьшение работы выхода электродов, оказывющее решающее влияние на эффективность формирова-

ния отрицательных ионов, обеспечивается адсорбцией цезия, подаваемого в газоразрядную ячейку.

Цезий — тяжелейший из стабильных щелочных элементов, обладающий минимальной работой выхода  $\varphi = -2,14$  эВ. Ещё меньшую работу выхода имеют металлы и полупроводники с частичным покрытием цезием. Цезий реагирует со многими элементами. Чистый цезий плавится при 28,45 °С, имеет температуру кипения 671 °С. Закономерности адсорбции–десорбции цезия и его выноса через эмиссионную щель определяют генерацию отрицательных ионов и возможности практических применений ППИ. Данные о влиянии цезия на работу выхода тугоплавких металлов систематизированы в обзора по термоэмиссионным преобразователям [24, 25]. При адсорбции цезия работа выхода тугоплавких металлов  $\varphi$  уменьшается почти линейно от значений  $\varphi = -4\text{--}5$  эВ до минимальных значений  $\varphi_{\min} = 1,5\text{--}1,6$  эВ при поверхностной концентрации цезия  $N_{\text{opt}} = (2\text{--}4) \times 10^{14}$  см<sup>-2</sup> и далее увеличивается до 2,14 эВ при  $N > (5\text{--}6) \times 10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Работа выхода фторированных или окисленных поверхностей может уменьшаться до  $\varphi_{\min} = -1,1\text{--}1,2$  эВ при  $N = (1\text{--}2) \times 10^{14}$  см<sup>-2</sup>, а с адсорбированным водородом — до 1,5 эВ (рис. 19). Работа выхода толстого слоя цезия с адсорбированным водородом значительно выше, чем у толстого слоя цезия на чистом вольфраме [26].

Для поддержания оптимальной поверхностной концентрации цезия на электродах необходимо компенсировать десорбцию цезия с поверхности. При низкой температуре электродов  $T$  поток цезия из объёма, компенсирующий термодесорбцию, достаточно мал. С ростом  $T$  скорость термической десорбции и необходимая плотность компенсирующего потока увеличиваются пропорционально  $\exp(-l/T)$ , где  $l$  — теплота десорбции цезия из оптимальных покрытий. Для оптимальной концентрации цезия на молибдене  $l = 2$  эВ, теплота десорбции цезия с чистой поверхности молибдена  $l = 3$  эВ. Зависимость  $l_0$  и  $l^+$  от поверхностной концентрации цезия на

вольфраме приведена в работах [24, 25]. При  $T = 600$  К для компенсации термодесорбции необходим поток цезия с плотностью  $q = 3 \times 10^{14}$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>, обеспечивающий при плотности в объёме  $N_V = 5 \times 10^{10}$  см<sup>-3</sup>, близкой к плотности насыщенных паров цезия при  $T_{\text{Cs}} \sim T/2 = 300$  К. Отметим, что при адсорбции цезия на окисленных поверхностях теплота десорбции выше, а поверхностная концентрация оптимального покрытия меньше, что должно приводить к уменьшению равновесной плотности потока цезия, поддерживающего оптимальную концентрацию цезия на поверхности.

В ППИ кинетика адсорбции–десорбции цезия на электродах, бомбардируемых потоком быстрых частиц из плазмы разряда, осложнена распылением, импульсным перегревом поверхности, ионизацией и другими факторами. При плотности мощности  $P/S_c$  на электроде за время  $t$  от начала импульса разряда температура  $T$  поверхности электрода увеличивается на  $\Delta T = 2P(t)^{1/2}/S_c^{1/2}(\pi\lambda c\rho)^{1/2}$ , где  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности,  $\rho$  — плотность,  $c$  — теплоёмкость. Для молибдена коэффициент  $\varepsilon = (\lambda c\rho)^{1/2} = 1,5$  Дж см<sup>-2</sup> град<sup>-1</sup> с<sup>1/2</sup>. При  $P/S_c = 10^4$  Вт см<sup>-2</sup> температура толстого катода планотрона из молибдена увеличивается на  $\Delta T \sim 100$  К за  $t \sim 10^{-3}$  с. Для катода с  $T \sim 10^3$  К за счёт такого импульсного перегрева поток термодесорбции из оптимального покрытия может увеличиваться в  $\exp(l_0\Delta T/T^2) = 5\text{--}10$  раз (здесь  $l_0$  — энергия десорбции цезия).

Во время разрядного импульса цезий десорбируется с поверхности в результате распыления быстрыми частицами из разряда. Катод бомбардируется ионами H<sup>+</sup>, H<sub>2</sub><sup>+</sup>, H<sub>3</sub><sup>+</sup>, Cs<sup>+</sup> и быстрыми атомами, анод бомбардируется ионами H<sup>+</sup>, H<sub>2</sub><sup>+</sup>, H<sub>3</sub><sup>+</sup>, Cs<sup>+</sup>, H<sup>-</sup> и быстрыми атомами. Адсорбированному атому цезия водородная частица с энергией  $eU_p$  может передать энергию  $W_{\text{max}} = 4M_{\text{H}}eU_p/M_{\text{Cs}}$ . В условиях разряда  $U_p = 150\text{--}200$  В, значения  $M_{\text{H}} = 1\text{--}3$  и  $W_{\text{max}} = 4\text{--}18$  эВ. Так как  $W_{\text{max}} > l_0$ , то атом цезия может быть выбит с поверхности. Однако коэффициент такого распыления мал из-за узкой области присущих параметров, при которых переданного частице цезия импульса достаточно для преодоления потенциального барьера. При плотности потока быстрых частиц на катод  $\sim 10^2$  А см<sup>-2</sup> время жизни цезия на катоде, определяемое распылением быстрыми частицами, должно составлять  $\sim 10^{-4}$  с. Ряд обстоятельств способствует поддержанию оптимальных концентраций цезия на катоде. В сильноточных разрядах десорбированные с поверхности катода атомы цезия должны быстро ионизоваться в плазме и быстро возвращаться на катод электрическим полем разряда.

Для изучения поведения цезия в газоразрядной камере исследовался выход ионов и атомов цезия через эмиссионную щель планотрона и выход ионов цезия через отверстие в катоде источника с пеннигровской геометрией.

В ППИ используются различные способы подачи цезия в разряд: из таблеток хромата цезия с титаном, помещаемых в нагреваемые разрядом электроды газоразрядной ячейки, и из независимо подогреваемых контейнеров с цезием, из цезиевых картриджей, из сплавов цезия с висмутом. Для стабилизации выделения цезия в выходную трубку контейнера запрессовывался фильтр из молибденовых проволочек. Был измерен выход цезия из контейнера с металлическим цезием в зависимости от температуры фитиля. При нагревании таблеток Cs<sub>2</sub>CrO<sub>4</sub> + Ti цезий выделяется за счёт восстановления

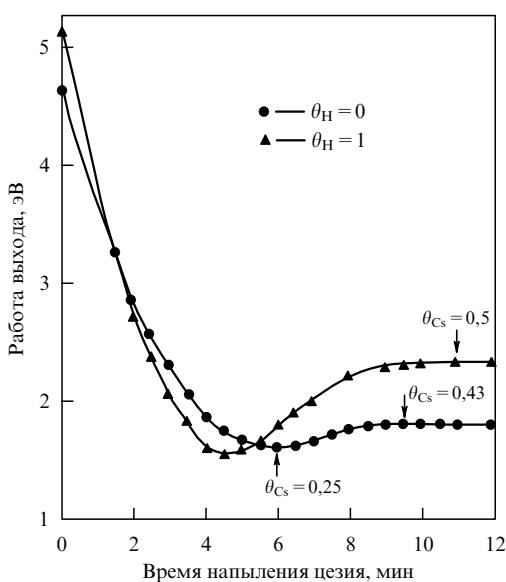


Рис. 19. Зависимость работы выхода поверхности чистого вольфрама и вольфрама с адсорбированным водородом от поверхностной концентрации цезия [26].  $\theta_{\text{Cs}}$  и  $\theta_{\text{H}}$  — поверхностная концентрация цезия и водорода в единицах монослоя соответственно.

его титаном:  $4\text{Cs}_2\text{CrO}_4 + 5\text{Ti} \rightarrow 8\text{Cs} + 5\text{TiO} + 2\text{CrO}_3$  [27]. Одна таблетка весит 10 мг и содержит 1 мг выделяемого цезия. Измерения показали, что выход цезия зависит от партии таблеток и длительности их использования.

Более подробная информация о потоках нейтрального цезия была получена при помощи поверхностно-ионизационного детектора атомов цезия. Ионизирующая пластина из раскалённого вольфрама ( $T \sim 1500$  К), подогреваемая tantalовой спиралью, устанавливается под углом  $45^\circ - 60^\circ$  к потоку атомов из эмиссионной щели. Ионы, образовавшиеся в результате поверхностной ионизации, ускорялись и формировались в пучок напряжением 2 кВ, приложенным между пластиной и корпусом ионизатора. Пучок ионов анализировался магнитным масс-спектрометром с  $B < 0,25$  Тл,  $R = 15$  см и регистрировался коллектором типа цилиндра Фарадея. Эффективность регистрации цезия, выходящего из источника, определялась по потоку цезия из нагреваемого контейнера, устанавливаемого взамен источника. Измерения показали, что коллектором регистрируется 0,2 % потока цезия, выходящего из источника. Сведения о плотности ионов цезия в катодной и анодной области были получены при непосредственном извлечении ионов цезия из этих областей напряжением 10 кВ с последующим анализом магнитным масс-спектрометром. Так же были проведены измерения потоков лёгких ионов  $\text{H}^+$ ,  $\text{H}_2^+$ ,  $\text{H}_3^+$ .

На рисунке 20 приведена характерная осциллограмма тока ионов цезия с коллектора масс-спектрометра [13]. Видно, что атомы цезия выходят из источника в основном после окончания разрядного импульса. Вынос цезия во время импульса мал, поскольку цезий сильно ионизирован и вытягивающее напряжение запирает выход ионов цезия. Установлено, что время задержки начала сигнала относительно конца разрядного импульса линейно зависит от расстояния между источником и ионизатором. Определённая отсюда скорость атомов цезия соответствует температуре  $10^3$  К. Зависимость импульсного сигнала ионов цезия с детектора при разных температурах газоразрядной камеры источника исследова-

лась в [28]. Изменение температуры достигалось изменением частоты запуска при фиксированном токе разряда. При возрастании температуры газоразрядной камеры источника импульсный вынос цезия возрастал квадратично с температурой за счёт приблизительно линейного возрастания амплитуды и длительности импульсного выброса цезия с температурой (определенной по уровню  $1/e$ ). Амплитуда сигнала почти не зависит от длительности импульса при фиксированной средней мощности, вкладываемой в разряд. Частота запуска менялась обратно пропорционально длительности разрядного импульса. Амплитуда и длительность сигнала растут с напуском водорода.

Обнаруженная в промежутках между разрядами квазистационарная составляющая потока атомов Cs зависит только от средней мощности, вкладываемой в разряд. Плотность тока ионов цезия на катод пеннигловской ячейки возрастает с увеличением тока разряда и слабо зависит от температуры газоразрядной камеры. Основным процессом десорбции цезия с поверхности электродов в течение разрядного импульса является распыление, что подтверждается значительной по отношению к термодесорбции плотностью тока цезия на катод и ростом плотности этого потока с током разряда  $J_p$ . Тот факт, что плотность потока цезия через эмиссионную щель в  $\sim 5 \times 10^2$  раз меньше плотности потока на катод, свидетельствует о том, что десорбированный с анода цезий быстро ионизируется в плазме разряда и переносится к катоду электрическим полем, а десорбированный с катода цезий после ионизации возвращается на катод. Ионы цезия, ускорившиеся в прикатодном слое, могут распылять цезий с поверхности, в результате чего интегральный коэффициент рассеяния цезия поверхностью возрастает.

Известно, что для чистой поверхности молибдена коэффициент рассеяния ионов цезия с энергией  $\sim 100 - 200$  эВ равен  $K_S = 0,6$ . Оценки коэффициента выбивания  $K_S$  из покрытия  $\theta = 0,3 - 0,6$  для модели твёрдых сфер дают  $K_S = 0,2 - 0,3$ . В результате для интегрального коэффициента рассеяния цезия имеем  $K_S = 0,8 - 0,9$ , т.е. выбитая водородной частицей частица Cs совершает 5–10 колебаний возле катода. При плотности потока быстрых водородных частиц  $J^+ = 10^{20} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  ( $I_p = 100$  А) плотность потока ионов цезия на катод  $J_{Cs} = J + K_H(1 - K_S)^{-1} = 10^{18} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  ( $K_H$  — коэффициент распыления цезия водородными частицами), что согласуется с измеренной величиной  $J_{Cs}$ . Измерение потока лёгких ионов  $\text{H}^+$ ,  $\text{H}_2^+$ ,  $\text{H}_3^+$  показало, что количество протонов, т.е. степень диссоциации водорода, быстро возрастает с увеличением тока разряда. Поэтому при малых токах разряда, когда в ионном токе на катод преобладают молекулярные ионы  $\text{H}_2^+$ ,  $\text{H}_3^+$ , из-за большого коэффициента распыления цезия молекулярными ионами плотность потока ионов цезия на катоде высокая. Поверхностная концентрация цезия на катоде увеличивается к концу разрядного импульса, что экспериментально подтверждается увеличением плотности потока ионов цезия через отверстие в катоде и уменьшением напряжения разряда. Среднее время жизни цезия на поверхности катода  $\tau \sim N/J_{Cs} \sim 10^{-4}$  с ( $N$  — поверхностная концентрация цезия на катоде) значительно превышает время пребывания цезия в объёме  $\tau_i \sim 10^{-7}$  с — время ионизации атома цезия в прикатодной плазме с плотностью  $10^{14} \text{ см}^{-3}$  и средней энергией электронов

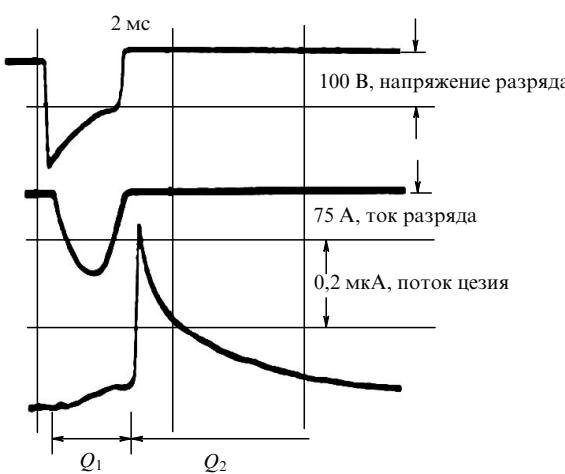


Рис. 20. Характерная осциллограмма тока ионов цезия с коллектора масс-спектрометра, иллюстрирующая изменения потока ионов цезия из источника во времени при высокой ( $\sim 1000$  К) температуре катода планотрона, вместе с осциллограммами тока разряда  $I_p$  и напряжения разряда  $U_p$  [13].

10 эВ. Поэтому полное количество цезия, находящегося в плазме, мало:  $N_V \sim J_{Cs} S_c t_i \sim 10^{11}$  частиц  $\text{см}^{-2}$  ( $S_c = 2 \text{ см}^2$  — площадь катода).

В ППИ с выделением цезия в результате нагрева электродов в разряде при увеличении температуры электродов подача цезия в ячейку форсируется автоматически, так что эффективная генерация отрицательных ионов обеспечивается при изменении температуры электродов  $T$  в широком диапазоне. Регулируемое охлаждение электродов позволяет значительно уменьшить расход цезия, но при этом приходится использовать и регулируемую подачу цезия. Измерения потока цезия через эмиссионную щель показали, что поток цезия из ППИ во время горения разряда очень мал, но резко увеличивается после окончания импульса разряда (см. рис. 20). Вынос цезия во время разряда препятствует его быстрая ионизация в разряде. Вытягивающее напряжение препятствует выходу ионов цезия через эмиссионную щель. Благодаря преобладанию полевого механизма переноса электронов попрёк магнитного поля ионы цезия должны эффективно транспортироваться к электродам с отрицательным потенциалом. Цезий, десорбируемый с этих электродов, быстро ионизируется и возвращается обратно.

Резкое увеличение потока цезия после окончания импульса разряда обусловлено свободным выходом нейтрального цезия, оказывающегося в объёме после прекращения разряда, а постепенное уменьшение потока обусловлено адсорбцией цезия на охлаждающихся электродах. Увеличение поверхностной концентрации цезия приводит к увеличению коэффициента вторичной электронной эмиссии и уменьшению напряжения разряда. Уменьшение распыления и термической десорбции из-за уменьшения энергии бомбардирующих частиц способствует дальнейшему увеличению поверхностной концентрации цезия. При достаточном потоке цезия за счёт такой обратной связи напряжение на разряде лавинообразно уменьшается до минимального значения  $U_p = 100$  В, соответствующего максимальному коэффициенту вторичной электронной эмиссии при минимальной работе выхода. Уменьшение энергии связи при увеличении концентрации ограничивает накопление излишков цезия. Из этих рассуждений следует, что устойчивыми должны быть концентрации цезия, несколько большие оптимальных. Можно надеяться, что при охлаждении электродов оптимальные концентрации цезия будут удерживаться и в сильноточных стационарных разрядах.

В ППИ для ускорителей [29] пучки ионов  $H^-$  с током 0,1 А, частотой следования импульсов 100 Гц, длительностью 0,25 мс генерируются при среднем расходе цезия  $\langle q \rangle \sim 10^{-3} \text{ г ч}^{-1} \sim 10^{15} \text{ частиц с}^{-1}$ . В этих источниках средний поток ионов  $H^-$  превышает средний поток атомов цезия в 10 раз, а отношение интенсивностей во время горения разряда более  $10^3 - 10^4$ . Оказалось, что ионы  $H^-$  эффективно генерируются в ППИ при низких требованиях к вакуумным условиям. Фактически в условиях ППИ цезий аккумулируется на стенах газоразрядной ячейки в виде соединений: оксидов, гидридов и т.д., так что поток цезия из источника в промежутке между импульсами разряда оказывается небольшим и при повышенных температурах корпуса газоразрядной ячейки.

В настоящее время изменение свойств поверхностей в условиях ППИ изучено очень слабо. Сохранение высокой

эффективности образования ионов  $H^-$  при бомбардировке поверхности интенсивными потоками частиц из плазмы является фактом нетривиальным и очень важным. Можно надеяться, что углублённое изучение этого вопроса поможет увеличению эффективности образования ионов  $H^-$ , повышению стабильности и долговечности ППИ. Пока лучшие результаты получены с эмитирующими электродами из молибдена. По ряду признаков представлялось предпочтительным использовать вольфрам, но многочисленные эксперименты не подтвердили этого предположения. Возможно, из-за более рыхлой упаковки отражение водородных частиц от вольфрама ограничивается более глубоким проникновением в решётку. С эмиттером из молибдена получаются меньшие потоки тяжёлых ионов, в основном ионов  $O^-$ . Вследствие того что атомы молибдена легче атомов цезия, коэффициент отражения ускоренных ионов цезия от молибдена много меньше коэффициента отражения от других тугоплавких металлов. Этот эффект способствует сохранению оптимальных концентраций цезия на молибденовом эмиттере при его интенсивной бомбардировке, так как ионизовавшийся в разряде и ускоренный к эмиттеру цезий лучше захватывается поверхностью молибдена. Вынос цезия через эмиссионную апертуру может быть уменьшен за счёт ионизации цезия между импульсами слабым разрядом при возбуждении цезия резонансным лазерным излучением [30].

Понижение работы выхода в результате имплантации цезия в медь и в молибден было опробовано в работе [31]. Ионы цезия имплантировались при энергии 10–20 кэВ до дозы  $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . После этого образцы нагревались до 900 °С. Оценочное значение работы выхода  $\varphi \sim 1,9$  эВ. Вторичная эмиссия отрицательных ионов из остаточных газов при такой обработке увеличилась в 7–8 раз.

## 8. Поверхностно-плазменные источники ионов $H^-$ для ускорителей

Пучки ионов  $H^-$  с параметрами, достаточными для ряда применений, были получены ещё на первом этапе исследования ППИ. В связи с этим была начата разработка конструкций ППИ, приспособленных для конкретных применений. Прежде всего обратились к решению исходной задачи — созданию источника для ускорителей, способного обеспечить эффективные применения перезарядной технологии в ускорительной технике и главным образом перезарядную инъекцию протонов в ускорители и накопители. При выборе параметров источника ориентировались на возможности линейного ускорителя мезонной фабрики Института ядерных исследований (ИЯИ) АН СССР [32, 33]: импульсная интенсивность 100 мА, длительность импульсов 0,1 мс при частоте следования импульсов до 100 Гц, нормализованный эмиттанс  $< 0,5 \text{ мм мрад}$ . Получение из ППИ с планетарной ячейкой пучков ионов  $H^-$  с эмиссионной плотностью в несколько ампер на  $\text{см}^2$  гарантировало обеспечение необходимой яркости.

Имевшийся в ИЯИ опыт работы с ионными источниками показывал, что флуктуации параметров эмитирующей плазмы вызывают радикальное ухудшение ионно-оптических характеристик интенсивных пучков. В эффективных ППИ с планетарной конфигурацией электродов разряды без флуктуаций (шумов) получались лишь при

высоких плотностях водорода, при которых эффективность генерации ионов  $H^-$  существенно снижалась и становилась сравнимой с эффективностью получения пучков из ППИ с пенниговской конфигурацией электродов, в которых разряды без флюктуаций получаются легче. Для ионных источников, используемых в ускорительной технике, яркость генерируемых пучков является важнейшей характеристикой качества. Поскольку мы надеялись, что некоторое уменьшение эффективности и эмиссионной плотности с лихвой скомпенсируется увеличением яркости за счёт устранения флюктуаций плазмы, в источнике для ускорителей было решено использовать генерацию ионов  $H^-$  в ячейке с пенниговской конфигурацией электродов [34].

В освоенных вариантах ППИ пучки извлекались через длинную узкую эмиссионную щель, ориентированную поперёк магнитного поля для улучшения фильтрации потока ионов от потока сопутствующих электронов. Ионно-оптическая система источника формирует пучок с двумя плоскостями симметрии: с квазипараллельными границами сечения вдоль щели и с клиновидными границами сечения в перпендикулярном направлении. В связи с этим возникает проблема преобразования такого клиновидного пучка в квазипараллельный и симметричный. Одно из решений этой проблемы — дополнительное формирование пучка фокусирующим полем отрезка поворотного магнита с неоднородным полем. Помещая источник так, чтобы эмиссионная щель находилась в медианной плоскости магнита, с помощью выбора показателя спада  $n$  и азимутальной протяжённости магнита  $\phi$  исходный клиновидный пучок можно преобразовать в пучок с любой конфигурацией четырёхмерного фазового объёма. Для начала был выбран наиболее простой вариант формирования пучка: преобразование клиновидного пучка в квазипараллельный по

обоим поперечным направлениям за счёт поворота на  $\phi = 90^\circ$  в магните с показателем спада поля по радиусу  $n = 1$ .

Предполагаемая схема согласования источника с ускорительной системой стандартного форинжектора линейных ускорителей показана на рис. 21 [13].

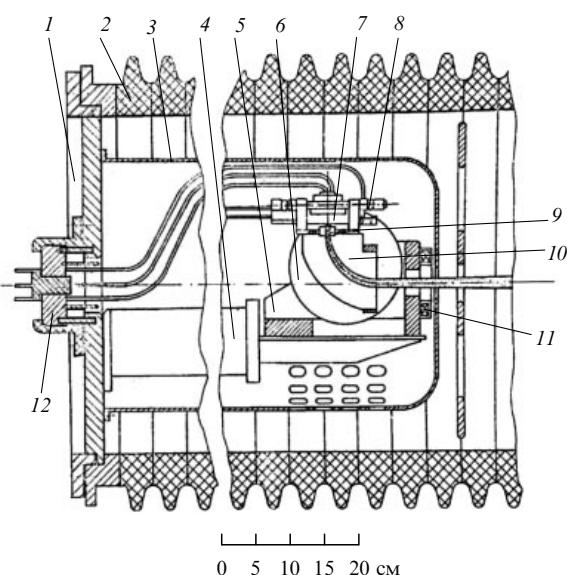
Через поворотный магнит пучок должен проходить в компенсированном состоянии, а после выхода через ярмо магнита и экран подхватываться сильным электрическим полем первого ускоряющего зазора и стянутым полем основного промежутка ускорительной трубы. Изменяя соотношение напряжений на этих зазорах, можно в некоторых пределах регулировать фокусное расстояние системы. Для более радикального изменения оптических характеристик можно выбрать другие конфигурации поворотных магнитов.

## 9. Конструкция поверхностно-плазменного источника для ускорителей

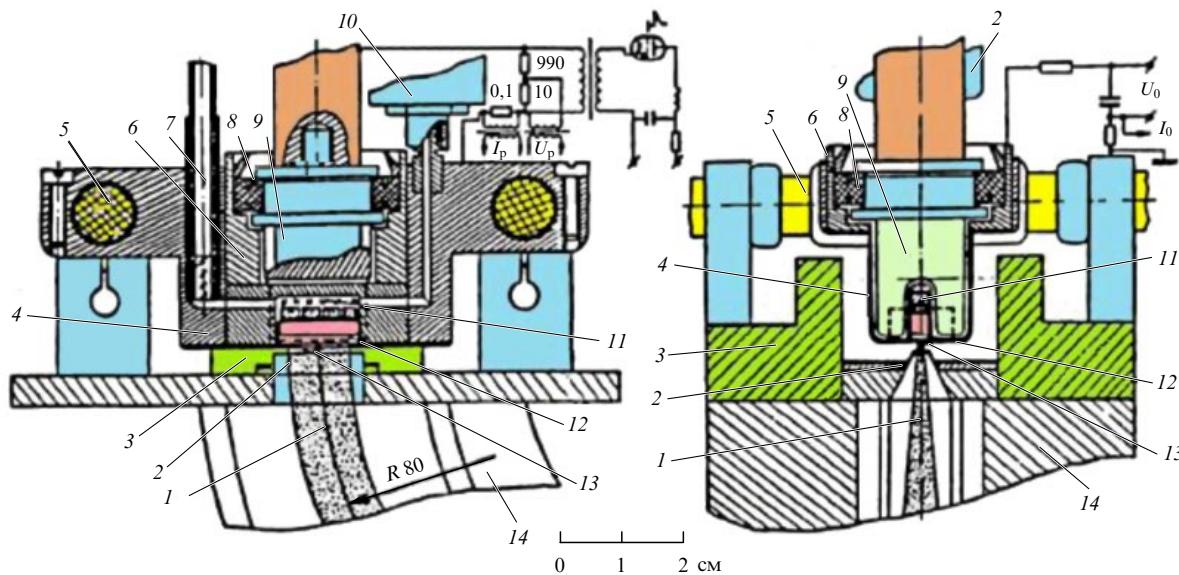
К моменту начала работ над источником для ускорителей (1972 г.) получение пучков ионов  $H^-$  с интенсивностью 100 мА проблем уже не составляло. Оставалось проблемой формирование симметричных квазипараллельных пучков с высокой яркостью и обеспечение длительной работы источников при высокой частоте повторения. При разработке конструкций источников для ускорителей использовался опыт работы с ППИ. Первые конструкции источника испытывались на прежнем стенде с электромагнитом, камерой, откачиваемой диффузионным насосом Н-5, и прежней системой питания.

Конструкция одного из первых вариантов ППИ для ускорителей, описанная в работе [32], показана на рис. 22. Полюсы поворотного магнита 14 с полюсными наконечниками 3, формирующими поле в области газоразрядной ячейки, устанавливались между полюсами магнитопровода, пропущенными через стенку вакуумной камеры. Газоразрядная камера устанавливалась между полюсными наконечниками на высоковольтных изоляторах 5 из керамики. Катодами пенниговской газоразрядной ячейки служили стенки паза в массивном стержне из молибдена 9. Анодное окно образовано деталями 11, 12 корпуса газоразрядной камеры 4 и анодной вставкой 6 из нержавеющей стали. В конфигурации электродов газоразрядной ячейки были сохранены основные особенности прежних конструкций ППИ, но крепление катода 8 было сделано более жёстким и приспособленным для принудительного охлаждения катода. Порции водорода подавались по каналу разработанным к тому времени малогабаритным импульсным клапаном 10 [14], способным работать с частотой до нескольких сотен герц. Источник мог работать с подачей цезия из анодной перемычки 11 за счёт разогрева разрядом помещённых в неё таблеток смеси хромата цезия с титаном или с подачей цезия из контейнера 7 с независимым подогревом. Пучок ионов  $H^-$  1 выходил из газоразрядной камеры через эмиссионную щель 13, ориентированную поперёк магнитного поля, с размерами  $0,5 \times 10$  мм. Вытягивающее поле сосредоточено в промежутке протяжённостью 1,5 мм между стенкой газоразрядной камеры с эмиссионной щелью и заземлённым вытягивающим электродом 2.

Конфигурация стенок эмиссионной щели и конструкция формирующей системы неоднократно варьирова-



**Рис. 21.** Схема согласования ППИ с ускорительной трубкой форинжектора [13]: 1 — высоковольтный фланец ускорительной трубы, 2 — изоляторы трубы, 3 — внешний экран источника, 4 — несущая штанга, 5 — ярмо электромагнита источника, 6 — герметизированные катушки электромагнита, 7 — газоразрядная камера источника, 8 — высоковольтные изоляторы источника, 9 — пластины экстрактора, 10 — полюсы поворотного фокусирующего магнита, 11 — пояс Роговского, 12 — проходные изоляторы.



**Рис. 22.** Схема РПИ ионов  $H^-$  с пеннигровской конфигурацией электродов газоразрядной ячейки [13]: 1 — пучок ионов  $H^-$ , 2 — электроды экстрактора, 3 — полюсные наконечники магнита, 4 — корпус газоразрядной камеры, 5 — высоковольтные изоляторы, 6 — анодная вставка, 7 — нагреваемый контейнер для цезия, 8 — катодный изолятор, 9 — катод, 10 — импульсный клапан, 11 — анодная перемычка с контейнером для цезия, 12 — стенка анодного выступа, 13 — эмиссионная щель, 14 — поворотный магнит.

лись, но в конце концов остановились на простой двухэлектродной системе формирования. Расстояние между катодами изменялось от 4 до 12 мм, поперечный вертикальный размер анодного окна от 3 до 8 мм. При увеличении размеров газоразрядной ячейки уменьшается отношение тока пучка к току разряда, при уменьшении анодного окна для зажигания разряда необходима большая исходная плотность водорода и большая напряженность магнитного поля. По конструктивным соображениям было выбрано расстояние между катодами 5 мм и размеры анодного окна  $3 \times 15$  мм. Разряды в источнике имели характеристики, практически идентичные прежним. Быстро удалось получить сформированные симметричные пучки с током  $\sim 0,1$  А на выходе из поворотного магнита. Оценки ионно-оптических характеристик по расходности тонких струек, вырезаемых из сформированного пучка маленькими отверстиями в коллекторе, показали, что требования на эмиттанс выполняются с запасом, если отсутствуют флуктуации разряда. При появлении флуктуаций в разряде ионно-оптические характеристики существенно ухудшились.

Этот вариант РПИ без принудительного охлаждения мог работать при частоте следования импульсов до 17 Гц и длительности импульсов 0,6 мс. При частоте 50 и 100 Гц он мог работать непрерывно лишь несколько минут из-за перегрева. Скорости откачки, обеспечивающей диффузионным насосом Н-5 с вымораживающей азотной ловушкой, оказались достаточными для работы источника с частотой до 100 Гц. В результате тщательных исследований конструкция РПИ была доведена до состояния, обеспечивающего длительную работу при желаемых параметрах пучка. Общая компоновка одного из последних вариантов РПИ для ускорителей показана на рис. 23. Источник приспособлен для установки в ускорительной трубке форинжектора в соответствии со схемой согласования, показанной на рис. 22.

Магнитное поле возбуждается катушками 7, помещенными в герметизированные кожухи из нержавеющей

стали, охлаждаемые водой. Заворачивающее магнитное поле с показателем спада по радиусу  $n \sim 1$  формируется полюсами 6. Магнитный поток замыкается по деталям магнитопровода 8, служащего и магнитным экраном. Конструкция газоразрядной камеры 1 и элементов формирующей системы 2, 3 более детально показана на рис. 24. Принципиально этот вариант источника не отличается от первого (см. рис. 22), но конструктивные отличия очень существенны [27]. Из газоразрядной ячейки удалены тонкостенные детали, оплавившиеся при длительной работе в форсированных режимах. Фотография этого источника показана на рис. 25.

Предыдущие исследования показали, что для увеличения эффективности образования ионов  $H^-$  очень важно оптимизировать эмиссионные свойства электрода с эмиссионной щелью. В связи с этим катод интенсивно охлаждается потоком воды, а для регулируемого охлаждения анодного электрода с эмиссионной щелью через каналы 16 пропускается регулируемый поток воздуха. Цезий подается из нагреваемого контейнера 12 с цезиевыми таблетками. Объем газоразрядной ячейки и подводящих каналов по возможности минимизирован так, что постоянная времени вытекания порции водорода через эмиссионную щель с размерами  $0,5 \times 10$  мм уменьшена до 1 мс. Передний фронт нарастания плотности водорода в ячейке около 0,2–0,3 мс. На корпус газоразрядной камеры подается импульсное вытягивающее напряжение до  $U_0 = -30$  кВ, осуществляющее формирование и первичное ускорение пучка ионов  $H^-$ . В этой конструкции достаточно последовательно учтены требования, выявленные во всех предыдущих исследованиях РПИ. Эти усовершенствования источника и создание адекватных систем, обеспечивающих его работу, позволили добиться при работе источника в течение длительного времени следующих потребительских характеристик: импульсная интенсивность сформированного пучка до  $I^- = 100–150$  мА при размерах эмиссионной щели  $0,5 \times 10$  мм, длительность импуль-

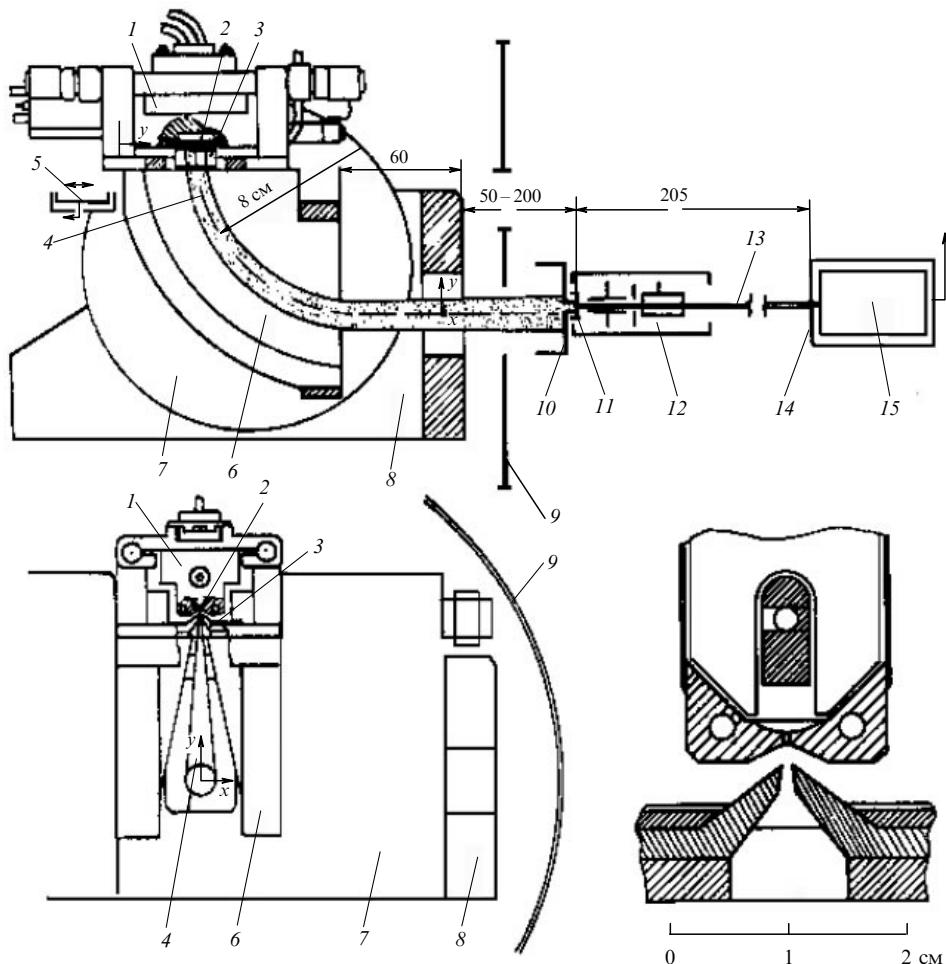


Рис. 23. Общая компоновка ППИ для ускорителей и схема регистрации распределения ионов  $H^-$  по поперечным скоростям в сфокусированном пучке [13]: 1 — газоразрядная камера ППИ, 2 — эмиссионная щель, 3 — электроды экстрактора, 4 — пучок ионов  $H^-$ , 5 — подвижный коллектор, 6 — полюсы поворотного фокусирующего магнита, 7 — герметизированные катушки электромагнита, 8 — магнитопровод, 9 — экран источника, 10 — коллектор, 11 — малый коллектор, 12 — система сканирования струйки ионов, 13 — струйка ионов в пространстве дрейфа, 14 — экран ВЭУ с анализирующим отверстием, 15 — ВЭУ.

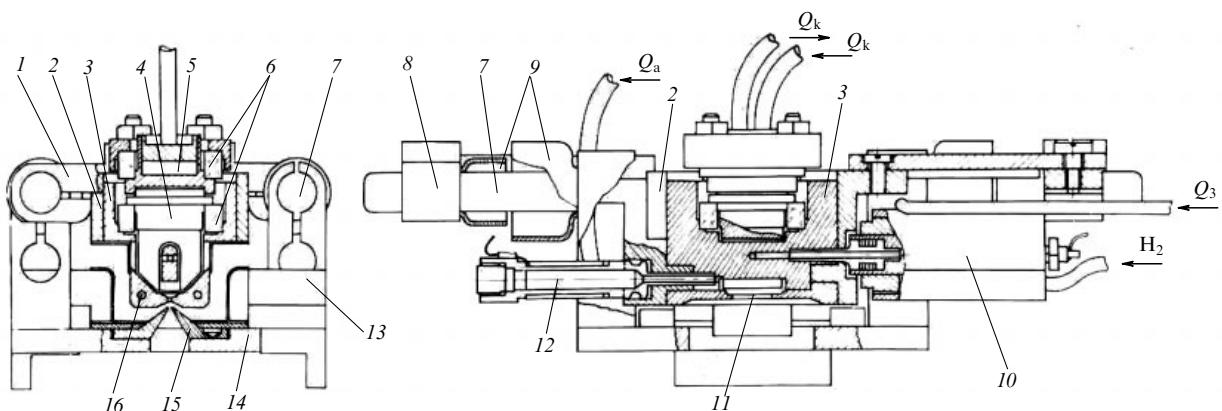


Рис. 24. Конструкция ППИ с пенниговским разрядом ионов  $H^-$  для ускорителей [13]: 1, 8 — опорные площадки, 2 — корпус газоразрядной камеры, 3 — анодная вставка, 4 — катод, 5 — охладитель катода, 6 — изоляторы катода, 7 — высоковольтные изоляторы, 9 — экран, 10 — клапан для напуска водорода, 11 — эмиссионная щель, 12 — подогреваемый контейнер с цезием, 13 — полюсные наконечники магнита, 14 — основание, 15 — электроды экстрактора, 16 — канал охлаждения анодной стенки с эмиссионной щелью.

сов 0,25 мс при частоте следования до 100 Гц, энергия ионов  $H^-$  до 25 кэВ, расход водорода  $\sim 1 \text{ см}^3 \text{ торр за импульс}$ , расход цезия  $\sim 0,1 \text{ г за 100 ч работы}$ . Опробо-

вана работа этого источника при частоте до 400 Гц. Осциллограммы, иллюстрирующие работу этого источника с соответствующими системами питания, показаны



Рис. 25. Фотография ППИ с пенниговским разрядом. Видны катод и анодная вставка [13].

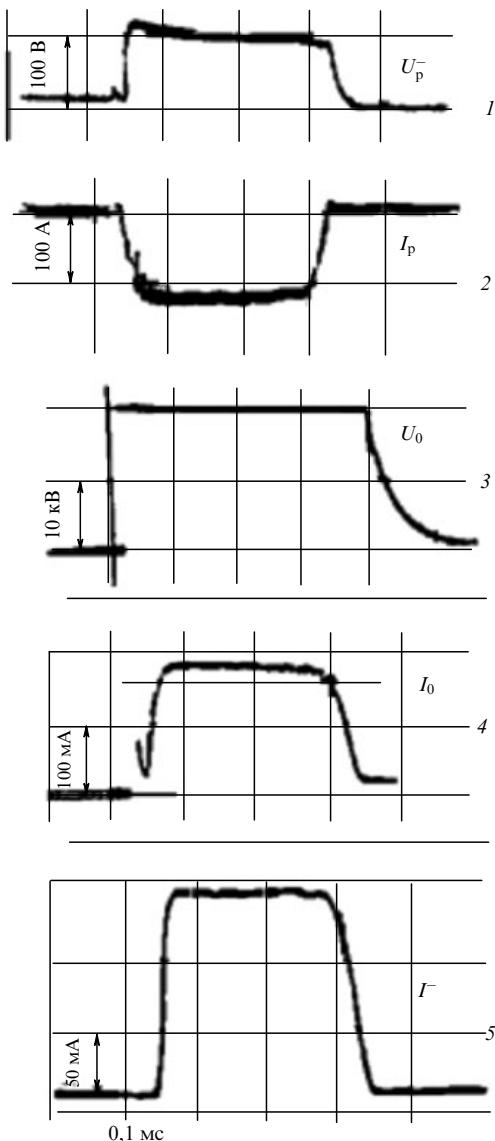


Рис. 26. Осциллограммы, характеризующие работу ППИ для ускорителей в бесшумовом режиме [13]: 1 — напряжение разряда, 2 — ток разряда, 3 — напряжение вытягивания, 4 — ток вытягивания, 5 — ток пучка ионов  $H^-$  после анализатора.

на рис. 26. Ток ионов  $H^-$  после поворотного магнита достигает 150 mA.

## 10. Разработка поверхностно-плазменных источников в зарубежных центрах

После 1974 г. стало возможным общаться с зарубежными коллегами (хотя публиковать разрешалось не всё). Контакты с группой Брукхейвенской национальной лаборатории (БНЛ, США) (Т. Сляйтэрс и К. Прелек) способствовали развитию разработки ППИ в БНЛ. Им был передан экземпляр планетрона ППИ, на основе которого в БНЛ были разработаны магнетронные и пенниговские ППИ [35–37].

Схема дуплазмotrona с трубчатым разрядом, разработанного в БНЛ, показана на рис. 27. Из дуплазмotrona с трубчатым разрядом после добавления цезия удалось извлечь до 60 mA ионов  $H^-$ , но с полным током в цепи вытягивания 1,2 A при токе разряда 150 A, напряжении разряда 80 В, в импульсах длительностью 1 мс. В энергетическом спектре ионов прослеживается группа ионов  $H^-$ , рожденных на центральном стержне за счёт поверхностно-плазменного механизма. Из магнетронного ППИ — планетрона извлекалось до 0,9 A ионов  $H^-$  при токе в цепи вытягивания 2 A, токе разряда 260 A, напряжении разряда 150 В, длительности импульсов 10 мс. Из ППИ с пенниговским разрядом извлекалось до 0,32 A ионов  $H^-$  при токе в цепи вытягивания 0,55 A, токе разряда 80 A, напряжении разряда 220 В, длительности импульсов 4 мс.

Из разряда в дейтерии извлекалось до 0,14 A ионов  $D^-$  при токе в цепи вытягивания 0,4 A, токе разряда 40 A, напряжении разряда 420 В, длительности импульсов 4 мс. После изобретения геометрической фокусировки в ИЯФ [21] в БНЛ разработали ППИ с геометрической фокусировкой [38, 39]. Схема ППИ асимметричный магнетрон (планетрон) показана на рис. 27б. Радиус кривизны канавки 3,7 мм.

Зависимости тока ионов  $H^-$  от тока разряда асимметричного магнетрона 1, регулярного магнетрона с цилиндрической канавкой 2 и магнетрона с плоским катодом 3 приведены на рис. 28. Энергетические затраты на образование иона  $H^-$  уменьшились в асимметричном магнетроне до 8 кэВ на ион с 33 кэВ на ион в магнетроне с плоским катодом (в полупланетроне энергетическая цена иона уменьшена до 2 кэВ на ион, а газовая экономичность поднялась до 30 %). Разработанный в БНЛ на основе новосибирского прототипа многощелевой магнетрон с геометрической фокусировкой для работы в непрерывном режиме показан на рис. 29.

В БНЛ был предложен магнетрон с генерацией плазмы разрядом с полым катодом и независимым эмиттером отрицательных ионов с геометрической фокусировкой, разработанный на основе новосибирского прототипа.

В 1976 г. БНЛ продала Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми (Фермилаб, США) за 40 тыс. долл. прототип ППИ планетрона типа, показанный на рис. 30.

На основании этого прототипа ППИ Ч. Шмидт разработал конструкцию планетрона (магнетрона), показанную на рис. 31 [40–42]. Катод магнетрона сделан из молибдена, корпус — анод из нержавеющей стали, керамика — механически обрабатываемый материал MACOR. Цезий подавался из нагреваемого контейнера

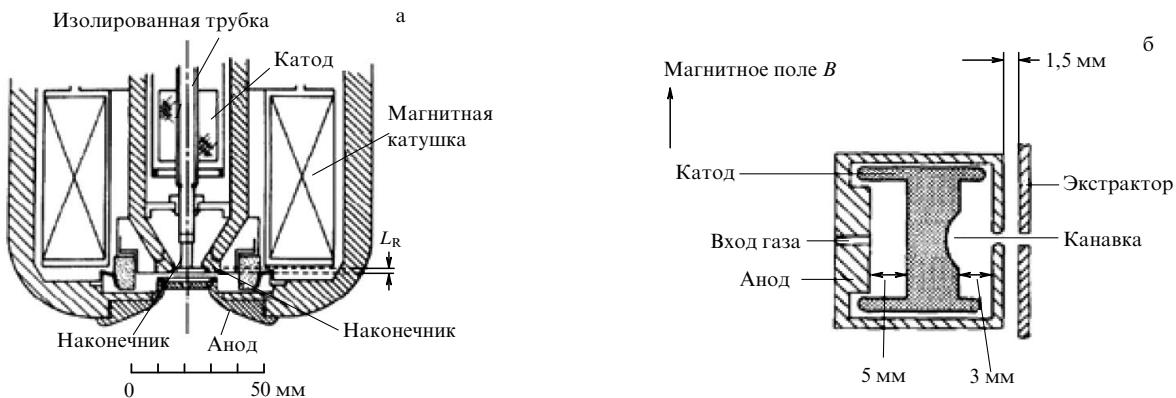


Рис. 27. (а). Дуоплазмогон с трубчатым разрядом в БНЛ [33]. (б). Схема ППИ асимметричный магнетрон (планотрон). Радиус кривизны канавки в катоде 3,7 мм [36].

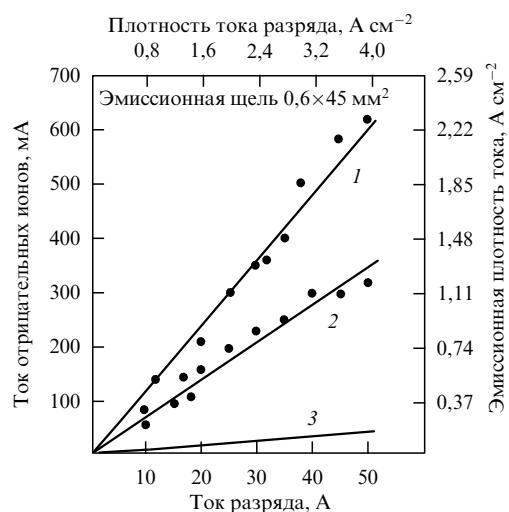


Рис. 28. Зависимость тока ионов  $H^-$  от тока разряда асимметричного магнетрона (1), регулярного магнетрона с цилиндрической канавкой (2) и магнетрона с плоским катодом (3) [36].

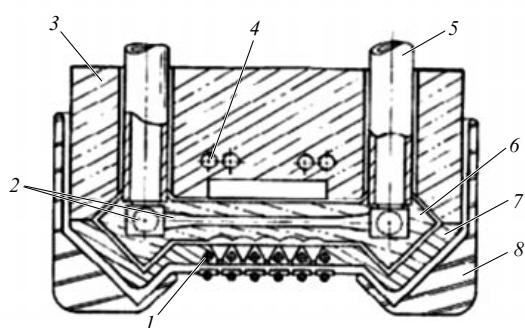


Рис. 29. Многощелевой магнетрон с геометрической фокусировкой для работы в непрерывном режиме [37]: 1 — каналы охлаждения анода, 2 — охлаждение катода, 3 — анод, 4 — каналы охлаждения анода, 5 — держатели катода, 6 — катод, 7 — анод, 8 — экстрактор.

с ампулой металлического цезия. Использовалась одномерная фокусировка пучка  $90^\circ$  поворотным магнитом с показателем спада поля  $\sim 1$ , как в ППИ ИЯФ СО РАН с пеннинговским разрядом. Согласование пучка  $H^-$  с ускорительной трубкой в форинжекторе Фермилаб показано на рис. 32. Этот ППИ в течение 35 лет обеспечивал



Рис. 30. Прототип ППИ планотронного типа, проданный БНЛ в Фермилаб.



Рис. 31. ППИ магнетрон, разработанный в Фермилаб [36].

все потребности ускорительного комплекса Фермилаб и позволил сделать ППИ для других лабораторий. В 1986 г. в него внесли полуцилиндрическую канавку на катоде [43], что позволило уменьшить ток разряда от 150 до 35 А с соответствующим увеличением времени непрерывной работы. Фермилаб поставила магнетроны в Аргонскую национальную лабораторию (АНЛ, США) [44], в БНЛ [45], для Немецкого электронного циклотрона (ДЕЗИ, Германия) [46], для Китайского синхротрона [40].

По примеру Новосибирска [21], при переходе на RFQ-инжектор в БНЛ перешли на модификацию катода магнетрона с трёхмерной сферической фокусировкой в цилиндрическую эмиссионную апертуру диаметром

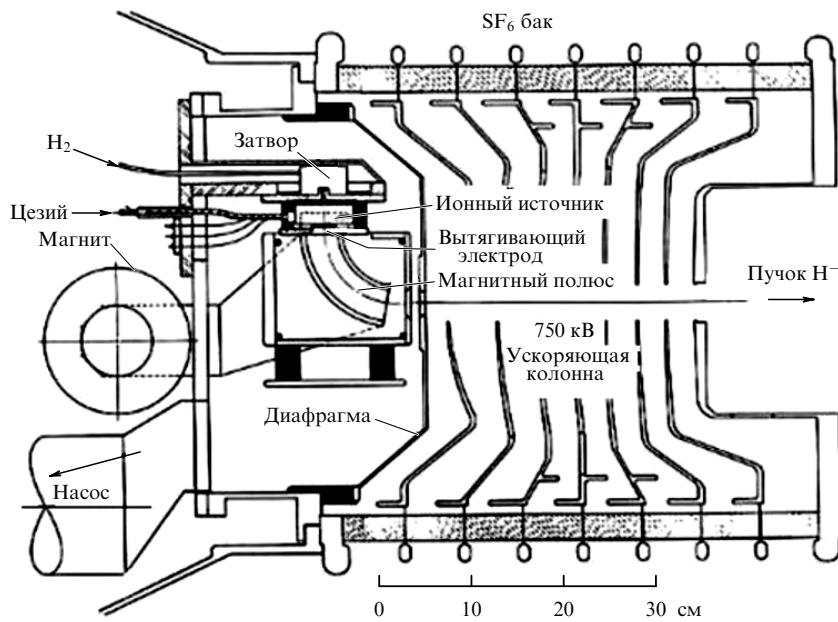


Рис. 32. Согласование пучка  $H^-$  с ускорительной трубкой в форинжекторе Фермилаб [36].

2,8 мм [47]. Ток ионов  $H^-$ , равный 120 мА, получается при токе разряда 14 А и напряжении разряда 130 В. Срок службы источника при скважности 0,5 % до 9 месяцев (3 А ч). При переводе инжектора Фермилаб на высокочастотный квадруполь (ВЧК) они тоже перешли на сферическую фокусировку, аналогично БНЛ [48].

#### 10.1. Разработка поверхностно-плазменных источников с разрядом Пеннинга в Лос-Аламосской национальной лаборатории

В 1972 г. в Лос-Аламосской национальной лаборатории (ЛАНЛ, США) начали разрабатывать источник отрицательных ионов для линака (LINAC, Linear Accelerator) [49]. Из перезарядного источника удалось получить только 2,5 мА ионов  $H^-$ . После публикации результатов, полученных в ППИ с пеннинговским разрядом [29], в ЛАНЛ решили воспроизвести эти результаты. В 1983 г. Рональд Рейган объявил программу "Стратегическая оборонная инициатива" (звёздные войны). Одним из элементов звёздных войн должны были быть пучки нейтралов высоких энергий в космосе, которые должны получаться из высококачественных пучков отрицательных ионов [50–52].

В 1976 г. П. Аллисон (Paul Allison) из ЛАНЛ, знавший русский язык, поехал с женой через Японию по Транссибирской магистрали в Новосибирск. В Новосибирске они провели около месяца, и в ИЯФ было разрешено ознакомить Аллисона с разработкой ППИ.

После возвращения Аллисон получил в Лос-Аламосе грант на сумму 50 млн долл. для воспроизведения "источника Дудникова" и ускорения ионов  $H^-$  [53, 54]. Лос-Аламосская версия ППИ с пеннинговским разрядом показана на рис. 33. Результаты измерения эмиттансов пучков в ППИ с пеннинговским разрядом (ППИ-ПР) и в асимметричном магнетроне (АМ) приведены на рис. 34 [55]. ППИ-ПР с током 79 мА имеет поперечную температуру ионов 5 эВ вдоль щели и 840 эВ поперёк щели. ППИ-АМ с током 40 мА имеет поперечную температуру

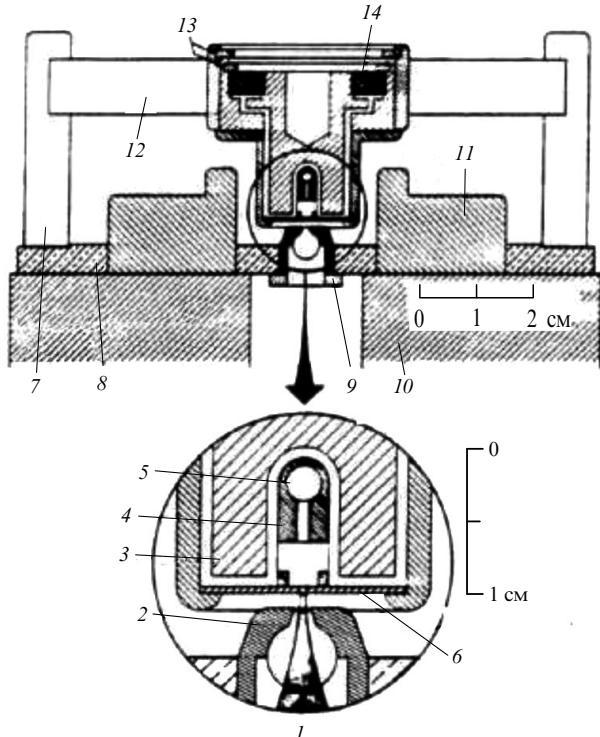


Рис. 33. Лос-Аламосская версия ППИ с пеннинговским разрядом (источник Дудникова) [50, 51]: 1 — ионный пучок, 2 — экстрактор, 3 — катод, 4 — анод, 5 — канал подачи водорода и цезия, 6 — плазменный электрод с эмиссионной щелью, 7 — держатель источника, 8 — основание, 9 — экстрактор, 10 — поворотный магнит, 11 — магнит источника, 12 — высоковольтный изолятор, 13 — прижимное кольцо, 14 — катодный изолятор.

ионов 22 эВ вдоль щели и 5650 эВ поперёк щели. Яркость ППИ-ПР на порядок выше яркости ППИ-АМ.

Высокая поперечная температура ионов (поперёк эмиссионной щели) связана с нагревом "переохлаждён-

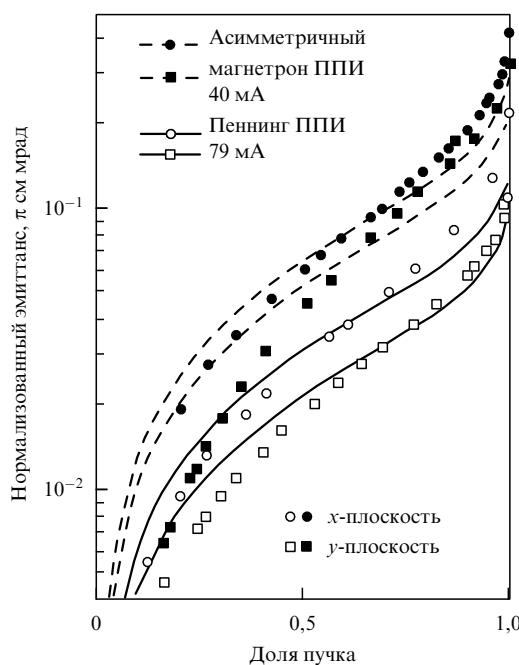


Рис. 34. Результаты измерения эмиттансов для ППИ с пеннинговским разрядом и асимметричного магнетрона [53].

"ионов за счёт расширения ионного пучка в этом направлении и недостаточной разрешающей способностью измерителя эмиттанса. В ЛАНЛ был разработан инжектор, сохраняющий высокую яркость пучка [56], показанный на рис. 35. Сильное электрическое поле подхватывает пучок после минимального дрейфа. Угловой разброс пучка из ППИ с пеннинговским разрядом показан на рис. 36. Эффективная поперечная температура ионов вдоль щели  $\sim 3$  эВ, поперёк щели 24 эВ. Около ППИ эмиттансы 0,27  $\pi$  мм мрад вдоль щели и 0,04  $\pi$  мм мрад поперёк щели. После ускорительной колонны эмиттансы 0,23  $\pi$  мм мрад вдоль щели и 0,19  $\pi$  мм мрад поперёк щели.

Группа ЛАНЛ провела измерения ионной температуры в пучках, извлечённых из ППИ-ПР, с размером, увеличенным в восемь раз по сравнению с первоначальным [57]. Измерения проводились по угловому уширению пучка, извлечённого через узкую щель (вдоль щели). При малом токе разряда (до 2 А) поперечная температура составляла 0,1–0,3 эВ, при больших токах разряда (до 400 А) поперечная температура ионов 0,7–1,3 эВ. Это создаёт предпосылки для получения пучков с очень высокой яркостью.

Была разработана теория подобия таких разрядов [58]. Изготовлены образцы ППИ, увеличенные в 4 ( $\times 4$ ) и в 8 ( $\times 8$ )

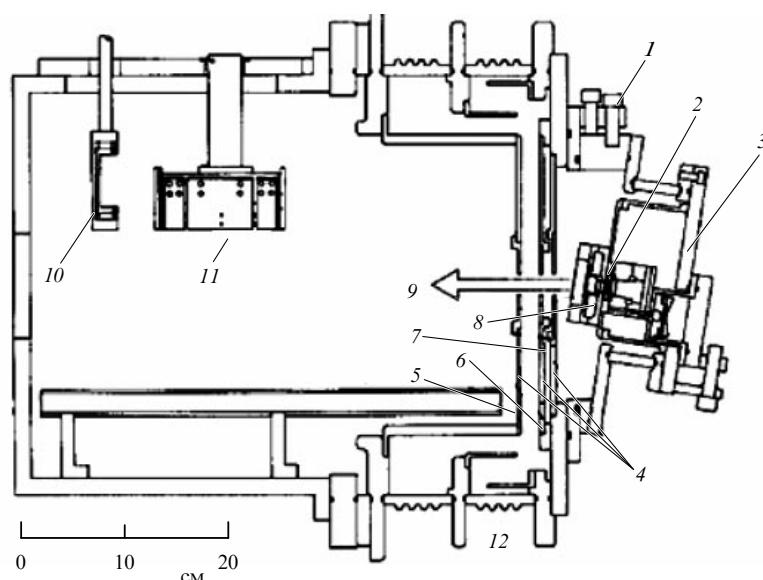


Рис. 35. ЛАНЛ-инжектор, сохраняющий высокую яркость пучка [56]: 1 — регулировка положения источника, 2 — ППИ (-100 кВ), 3 — фланец источника (-100 кВ), 4 — отверстия для откачки, 5 — заземлённый электрод, 6 — суппрессор (-90 кВ), 7 — промежуточный электрод, 8 — вытягивающий электрод (-78 кВ), 9 — пучок ионов  $H^-$ , 10 — цилиндр Фарадея, 11 — измеритель эмиттанса, 12 — высоковольтный изолятор.

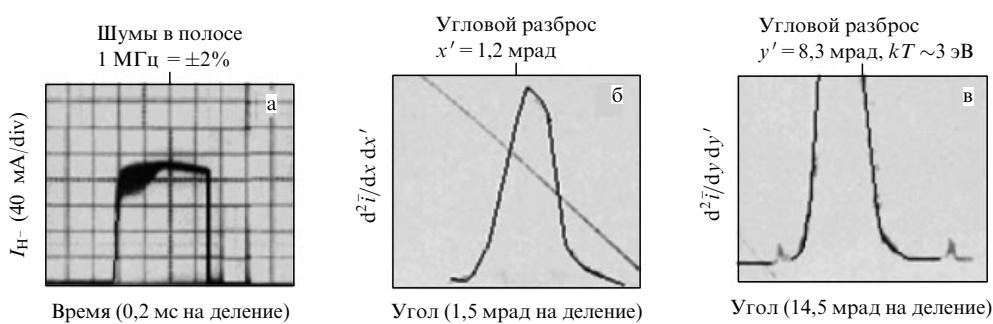


Рис. 36. Угловой разброс пучка из ППИ с пеннинговским разрядом [56].



Рис. 37. Масштабированные ППИ с пенниговским разрядом в ЛАНЛ [58].

раз по сравнению с оригинальными размерами источника Дудникова. Эти образцы показаны на рис. 37. Исследование эмиттансов пучков ионов  $H^-$  из  $\times 4$  ППИ-ПР приведены в [59]. С эмиссионной апертурой диаметром 5,4 мм для пучка

100 мА из разряда с шумами  $> 20\%$  получен эмиттанс  $0,22 \pi$  мм мрад, для пучка 67 мА из разряда с шумами  $< 1\%$  получен эмиттанс  $0,11 \pi$  мм мрад. Потенциал этого спокойного пучка измерялся в работе [60] при разных плотностях газа  $Xe$  и разных потенциалах ионной ловушки. Потенциал пучка становился положительным при плотности  $Xe$  более  $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$  и резко увеличивался до 10 В при плотности  $Xe$  более  $7 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Эмиттанс пучка, транспортируемого на 36 см, увеличивался от 0,12 до  $0,23 \pi$  мм мрад при уменьшении плотности  $Xe$  от  $2,2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$  до 0. При этом остаётся до  $1,5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$  водорода при работающем ППИ. Получить бесшумовой разряд удалось при добавлении небольшой примеси азота [61, 62]. Осциллограммы тока ионов  $H^-$  из пенниговских разрядов с добавкой и без добавки азота приведены на рис. 38. Добавление небольшого количества примеси азота (1%) делает разряд бесшумовым и уменьшает эмиттанс. Из  $\times 4$  ППИ с эмиссионной щелью  $2,8 \times 11$  мм извлекался пучок ионов  $H^-$  с током 250 мА и эмиттансом  $0,15 - 0,29 \pi$  мм мрад.

Подавление шумов добавкой тяжёлого газа объясняется диаграммой зажигания и горения разряда в скрещенных полях в координатах  $n$  (плотность газа) и  $B$  (магнитное поле) [63], показанной на рис. 39а. Разряд горит при плотности газа выше некоторого значения и при магнитном поле выше  $B_{min}$ .

При плотности газа выше критической  $n^*$  разряд становится бесшумовым. Поперечная подвижность электронов в магнитном поле даётся формулой  $\mu = ev/m(v^2 + \omega^2)$ , где  $v$  — частота рассеяния электронов,  $\omega$  — ларморовская частота электронов (рис. 39б). При  $\omega < v$  возникновение шумов увеличивает частоту рассеяния и уменьшает подвижность, что невыгодно для токопрохождения. При  $\omega > v$  возникновение шумов увеличивает подвижность, что выгодно для токопрохождения и развития неустойчивости. Поэтому небольшая добавка

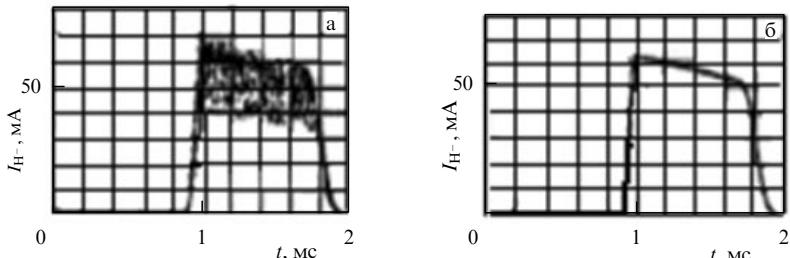


Рис. 38. Осциллограммы пучка  $H^-$  из ППИ с пенниговским разрядом без добавки азота (а) и с добавкой 0,46 ссм (1 %) азота (б) [61] (ссм — сантиметров кубических в минуту).

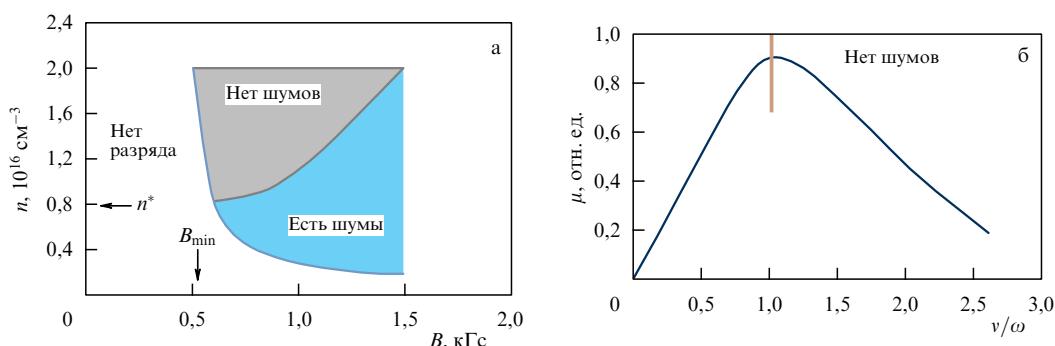


Рис. 39. (а) Диаграмма зажигания и горения разряда с шумами и без шумов в скрещенных полях в координатах  $n$ ,  $B$ . (б) Зависимость подвижности электронов от относительной частоты рассеяния [13].

тяжёлого газа повышает частоту рассеяния электронов и подавляет шумы разряда, повышая яркость пучка. Попытка получения интенсивного пучка ионов  $H^-$  из источника Дудникова с катодами из гексаборида лантана без цезия была предпринята в работе [64]. Получен пучок ионов  $H^-$  с эмиссионной плотностью тока до  $350 \text{ mA cm}^{-2}$  (из эмиссионной щели  $0,5 \times 10 \text{ mm}$ ) при токе разряда  $55 \text{ A}$  без цезия, что значительно меньше результатов, полученных из разрядов без цезия  $0,75 \text{ A cm}^{-2}$  в работах [16, 17].

## 10.2. Разработка поверхности-плазменных источников с пенниговским разрядом в Лаборатории Резерфорда – Эплтона

В Лаборатории Резерфорда – Эплтона (РЭЛ, Великобритания) занялись разработкой ППИ с пенниговским разрядом в 1979 г. для обеспечения перезарядной инъекции в быстро циклический синхротрон ISIS — мощный генератор нейтронов [65, 66]. Схема РЭЛ-ППИ приведена на рис. 40. Размеры газоразрядной камеры и секторного магнита идентичны с источником Дудникова, показанным на рис. 22. Фотография РЭЛ-ППИ-ПР показана на рис. 41.

Эволюция интенсивности пучков  $H^-$  из РЭЛ-ППИ-ПР показана на рис. 42а. Понадобилось 10 лет для увеличения интенсивности пучков  $H^-$  от  $3 \text{ mA}$  в 1981 г. до  $40 \text{ mA}$  в 1991 г. Типичные осциллограммы напряжения разряда, тока разряда, тока ионов  $H^-$ , вытягивающего напряжения и полного тока в цепи вытягивания приведены на рис. 42б. Первые 200 мкс разряд шумящий, поэтому пучок  $H^-$  вытягивается из более спокойной второй половины разряда. Срок непрерывной работы до 50 сут. при импульсном токе ионов  $H^-$ ,  $I^- = 45 \text{ mA}$  и скважности  $2,5\%$ . Позднее ток  $H^-$  был увеличен до  $70 \text{ mA}$  при длительности импульсов до  $1,5 \text{ ms}$  и частоте  $50 \text{ Гц}$  [67].

На основе РЭЛ-ППИ был разработан ППИ с пенниговским разрядом для Китайского спаллатион нейтронного источника (КСНИ, Chinese Spallation Neutron Source) [68]. Копии осциллограмм, характеризующих работу источника, приведены на рис. 43. Ток пучка  $H^-$  составляет  $54 \text{ mA}$ . Разряд в этом ППИ сильно шумящий, поэтому у пучка  $H^-$  большой эмиттанс.

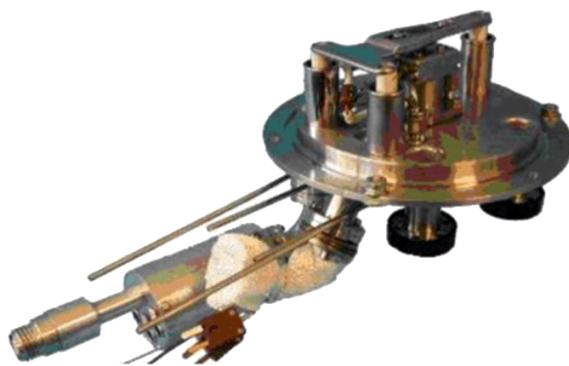


Рис. 41. Фотография РЭЛ-ППИ-ПР [65].

## 10.3. Поверхностно-плазменные источники большого объёма с самовытягиванием пучка

В 1981 г. Элерс и Леунг в Национальной лаборатории им. Лоуренса в Беркли (ЛБНЛ, США) разработали ППИ большого объёма с самовытягиванием пучка [69]. Схема этого источника показана на рис. 44а. ППИ состоит из большой ( $37,5 \text{ л}$ ) газоразрядной камеры с мультипольной магнитной стенкой из постоянных магнитов, накаливаемых катодов, молибденового охлаждаемого конвертора для получения отрицательных ионов, системы подачи цезия и выходной апертуры с магнитами для удержания электронов. Размеры конвертора  $8 \times 25 \text{ см}$ . Тыльная сторона конвертора и держатели конвертора экранированы керамикой. Выходная апертура имеет размер  $3 \times 25 \text{ см}$ . Фотография этого источника показана на рис. 44б. В камеру напускается водород до давления  $10^{-3} \text{ торр}$  и зажигается разряд между накалёнными катодами и стенкой газоразрядной камеры с напряжением  $\sim 80 \text{ В}$ . На конвертор подаётся потенциал  $-200 \text{ В}$ . Положительные ионы ускоряются этим потенциалом и бомбардируют конвертор, вызывая эмиссию отрицательных ионов. Эмитированные отрицательные ионы ускоряются этой разностью потенциалов и направляются в эмиссионную апертуру, где подхватываются вытягивающим напряжением  $40 \text{ кВ}$ . При токе разряда  $145 \text{ A}$  ток

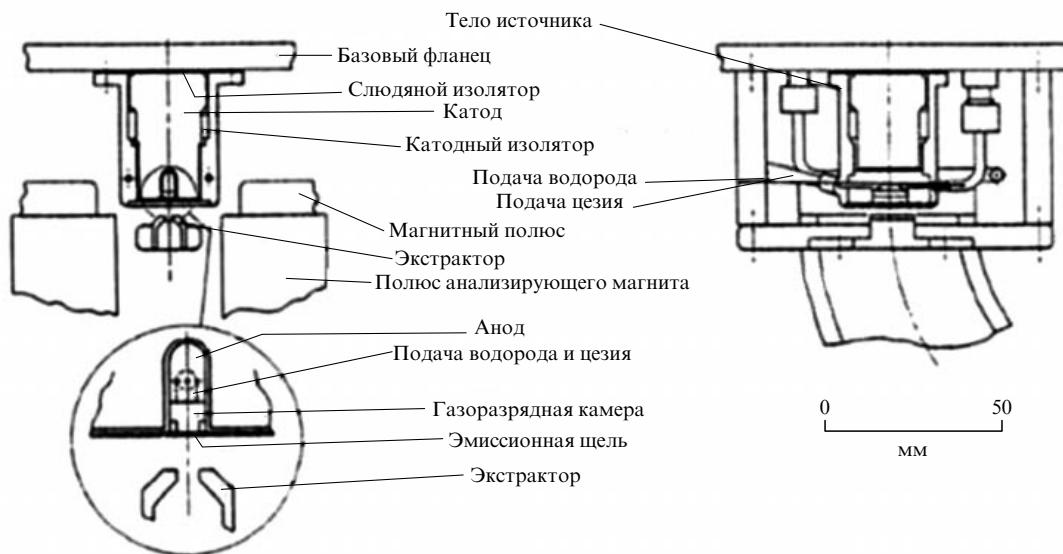


Рис. 40. Схема РЭЛ-ППИ с пенниговским разрядом [65].

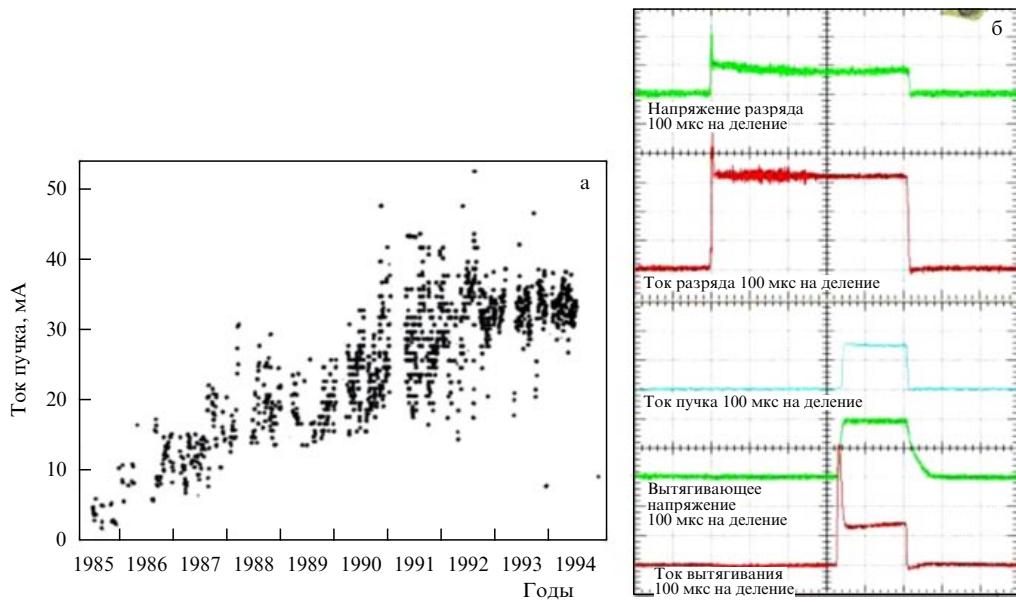


Рис. 42. (а) Эволюция интенсивности пучка ионов  $H^-$  из РЭЛ-ППИ [66]. (б) Осциллографмы напряжения разряда, тока разряда, тока ионов  $H^-$ , напряжения вытягивания и тока экстрактора в источнике РЭЛ [66].

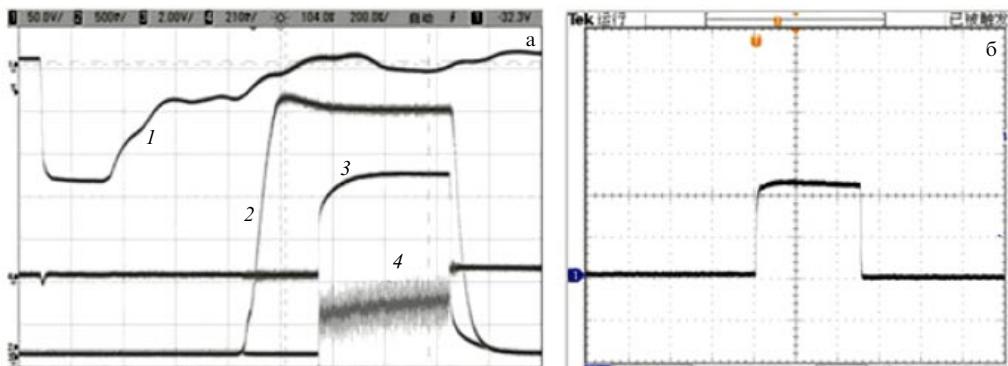


Рис. 43. Копии осциллографм, характеризующих работу КСНИ-ППИ [68]: (а) 1 — импульс клапана, 2 — ток разряда, 3 — импульс вытягивающего напряжения 17 кВ, 4 — ток в вытягивающем промежутке 240 мА, (б) ток  $H^-$  53 мА, по горизонтали 0,2 мс на деление.

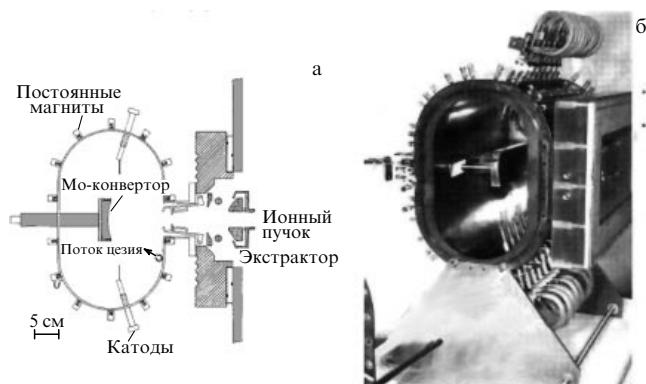


Рис. 44. Схема (а) и фотография (б) ППИ большого объёма с самовытягиванием пучка [69].

конвертора равен 20 А. Без цезия ток отрицательных ионов был 20 мА, причём 98 % примесных ионов составляли тяжёлые примеси с большим электронным сродством. При добавлении цезия ток отрицательных ионов быстро достиг 1 А при уровне примесных ионов 1 %.

Работа ППИ с цезием иллюстрируется рис. 45. Газовая эффективность этого источника оценивается в 13 %. На основе этого источника был разработан ППИ с конвертором для Лос-Аламосского линейного ускорителя [70]. Схема этого источника показана на рис. 46. Большая газоразрядная камера с мультипольной магнитной стенкой имеет диаметр 17,8 см и высоту 12,8 см. Два накалённых катода диаметром 1,5 мм и длиной 20 см поддерживают разряд с напряжением 90 В, генерирующий плазму с плотностью до  $3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Охлаждаемый конвертор диаметром 5 см с потенциалом до -300 В эмиттирует отрицательные ионы, ускоряет и фокусирует их в эмиссионную апертуру диаметром 6,4 мм. Расстояние от эмиттирующей поверхности конвертора до эмиссионной апертуры 8,25 см. Из этого ППИ извлекается до 15 мА ионов  $H^-$  при скважности до 10 %. Нормализованный эмиттанс этого пучка  $0,13 \pi \text{ см мрад}$ . Этот источник отличается большим потреблением цезия (до 1 г в сутки), тогда как в других ППИ потребление цезия составляет менее 1 мг  $\text{ч}^{-1}$ . Вместе с отрицательными ионами извлекается до 20 % электронов.

В 1985 г. аналогичный источник был разработан для линейного ускорителя — инжектора в ускорительный ком-

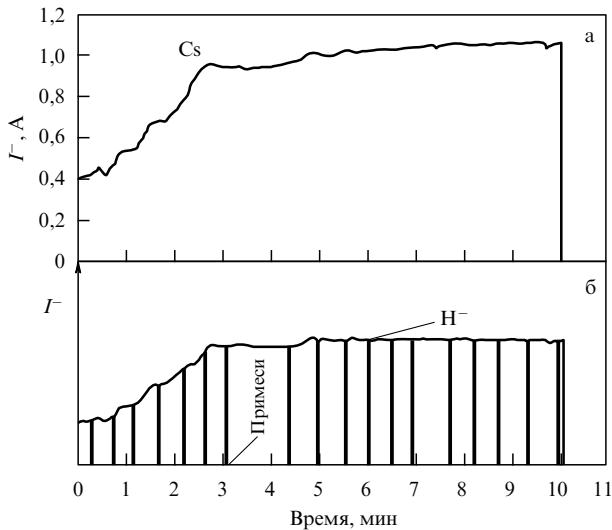


Рис. 45. Ток ионов  $H^-$  при работе ППИ большого объёма с цезием [69].

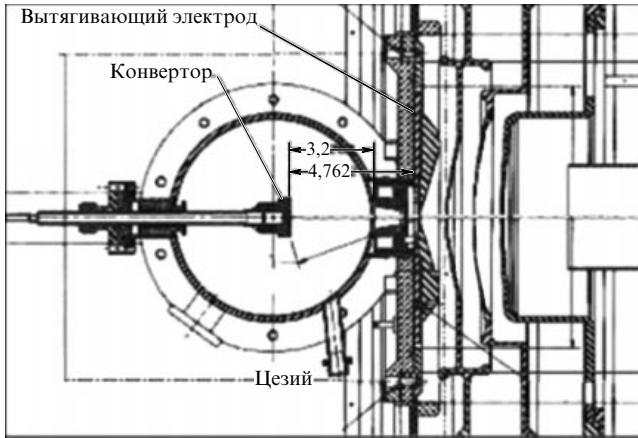


Рис. 46. Схема ППИ с конвертором для Лос-Аламосского линейного ускорителя [70]. Размеры приведены в дюймах.

плекс КЕК (Японский центр ядерных исследований) [71]. ППИ с конвертором для линейного ускорителя KEK состоит из большой газоразрядной камеры с мультипольной магнитной стенкой, двух прямонакальных катодов из гексаборида лантана, молибденового охлаждаемого конвертора диаметром 5 см с радиусом кривизны 14 см, источника цезия и эмиссионной апертуры. Накал катодов по 130 А, напряжение на конверторе –500 В, ток разряда 29 А, напряжение разряда 137 В. Пучок ионов  $H^-$  21 мА, ток электронов 90 мА. Срок службы катода более 1000 ч. При токе разряда 40 А вытягивается до 40 мА ионов  $H^-$ . Для обеспечения стабильной работы ППИ нужна длительная тренировка разрядом.

#### 10.4. Поверхностно-плазменные источники отрицательных ионов с дуговым разрядом для нейтральных пучков в условиях управляемого термоядерного синтеза

Для создания и нагрева плазмы в стеллараторе Large Helical Device (LHD) в Японии используются источники нейтральных пучков на основе ППИ отрицательных ионов с цезированием и с дуговыми разрядами [72].

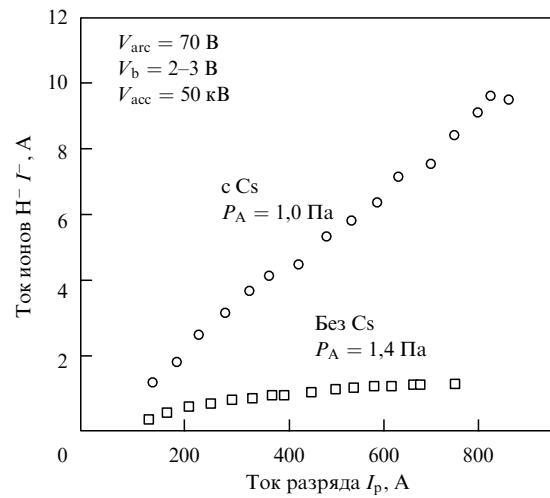


Рис. 47. Зависимость тока ионов  $H^-$  от тока разряда для разрядов без цезия и с цезием [73].  $V_{arc}$  — напряжение разряда,  $V_b$  — напряжение плазменного электрода,  $V_{acc}$  — ускоряющее напряжение,  $P_A$  — давление газа.

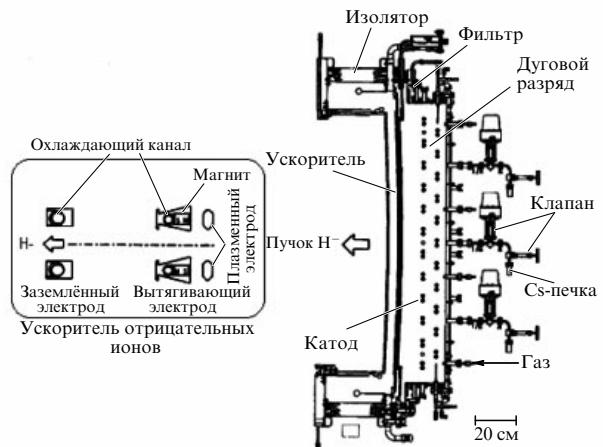


Рис. 48. Схема ППИ отрицательных ионов с магнитной стенкой и дуговым разрядом с цезированием [72].

В 1990 г. в [73] по примеру Новосибирска [5] в tandemный источник отрицательных ионов был добавлен цезий и получено большое увеличение эмиссии отрицательных ионов со значительным уменьшением тока сопутствующих электронов. Зависимость тока ионов  $H^-$  от тока разряда для разрядов без цезия и с цезием показана на рис. 47. В последующих экспериментах было показано, что увеличение эмиссии отрицательных ионов связано с активацией поверхности-плазменного механизма образования отрицательных ионов на плазменном электроде, работа выхода которого понижена за счёт адсорбции цезия. Схема ППИ отрицательных ионов с дуговым разрядом показана на рис. 48. Энергия пучка ионов  $H^-$  140 кэВ, ток пучка 40 А. Разрядная камера имеет размеры 35 × 145 см, глубину 21 см и снабжена внешним магнитным фильтром. Камера окружена мультипольной магнитной стенкой, магнитный фильтр с магнитной индукцией 50 Гс. 25 вольфрамовых катодов поддерживают разряд с мощностью более 200 кВт, три цезиевые печки регулируют подачу цезия за счёт изменения температуры.

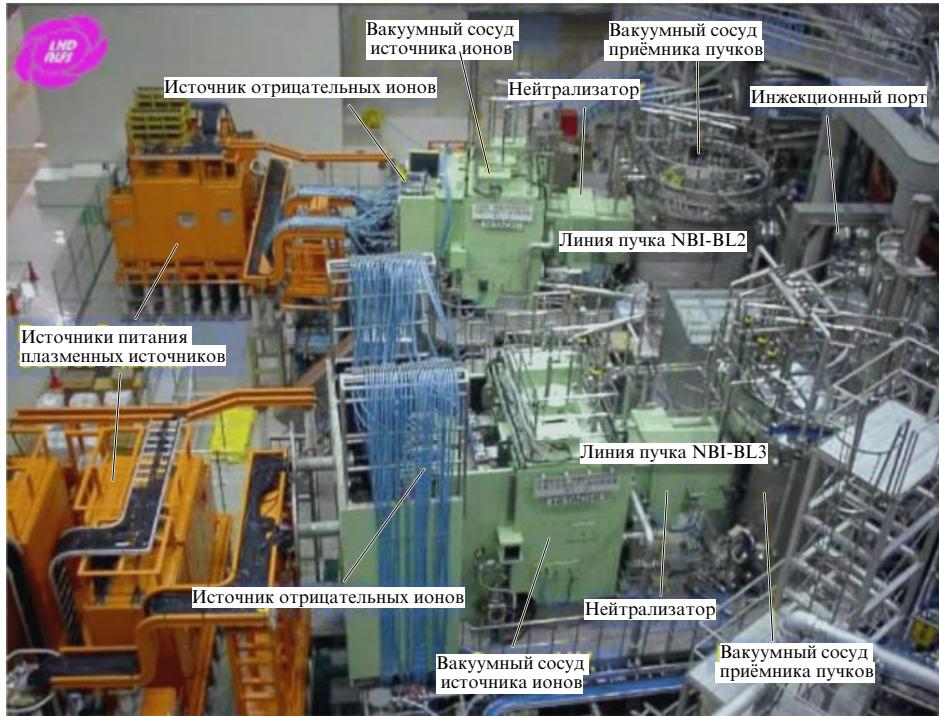


Рис. 49. Общий вид системы инъекции LHD с инжекторами нейтралов на основе ППИ [72].

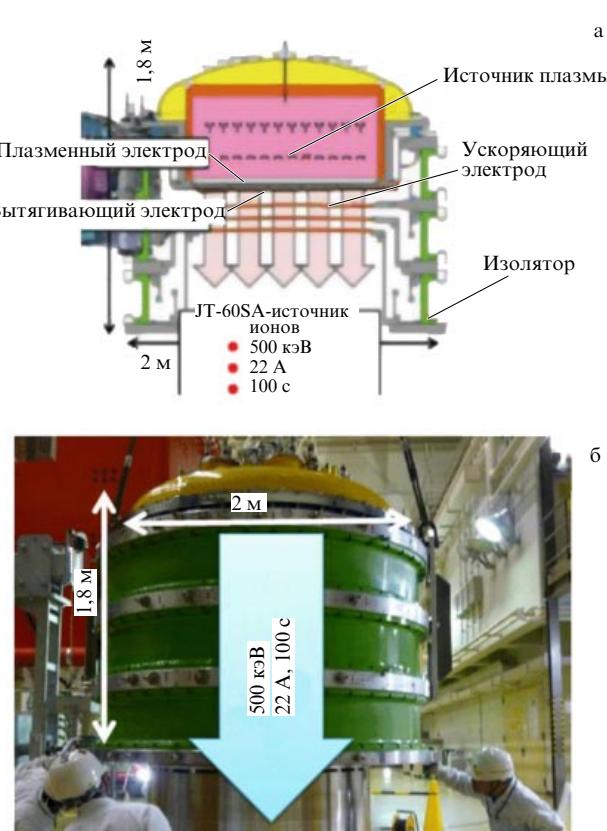


Рис. 50. Схема (а) и фотография (б) инжекторов для JT-60 на основе ППИ с цезиеванием [74].

Ускоряющая система состоит из трёх электродов: плазменного, вытягивающего и ускоряющего. В вытягивающий электрод вмонтированы постоянные магниты

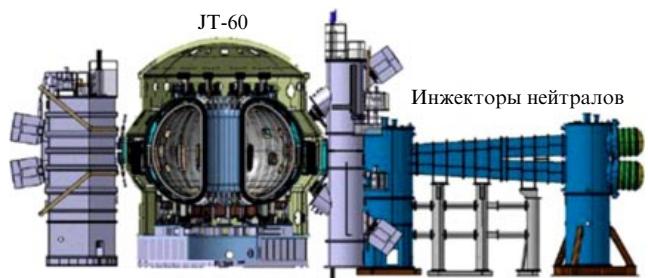


Рис. 51. Размещение инжекторов на основе ППИ на токамаке JT-60 [74].

для подавления потока сопутствующих электронов (см. рис. 48). Эти ППИ успешно используются для инъекции нейтралов с высокой энергией в LHD с 1998 г. Общий вид системы инъекции LHD с инжекторами нейтралов на основе ППИ показан на рис. 49.

Инжекторы нейтралов с энергией до 500 кэВ на основе ППИ с цезиеванием созданы для нагрева плазмы и поддержания тока в токамаке JT-60 [74] в Японии. Схема и фотография этих инжекторов показаны на рис. 50. Размещение инжекторов на основе ППИ на токамаке JT-60 показано на рис. 51.

Номинальная энергия пучка составляет 500 кэВ, номинальный ток ионов  $D^-$  22 А. Магнитный фильтр формируется током 3–5 кА через плазменную сетку. Размеры ППИ: диаметр 2 м и высота 1,7 м. Размер молибденового плазменного электрода 45 × 110 см, электрод разделён на пять сегментов с 216 апертурами. Трёхступенчатое ускорение осуществляется шестиэлектродной системой. Мультипольная магнитная стенка и минимизированное отношение поверхности к объёму позволяют поддерживать разряд с накалёнными катодами при низком давлении газа, <0,3 Па.

### 10.5. Разработка высокочастотных поверхностно-плазменных источников для Международного экспериментального термоядерного реактора

В Институте физики плазмы Общества им. Макса Планка (ИФП, Германия) был предложен проект ВЧ-ППИ с цезиеванием для генерации пучка ионов  $D^-$  с энергией 1 МэВ и током 40 А для ИТЭР (Международный экспериментальный токамак-реактор) [75, 76]. Этапы развития ВЧ-ППИ для ИТЭР показаны на рис. 52. ППИ ELISE (Extraction from a Large Ion Source Experiment) разрабатывается в ИФП в Гархинге (Германия) — половинный ИТЭР-ППИ на 20 А  $H^-$ ,  $D^-$  для непрерывной работы разряда и вытягивания пучка 60 кВ

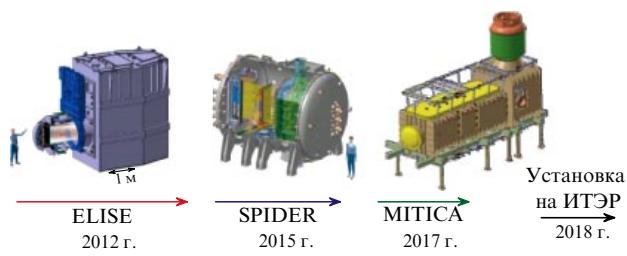


Рис. 52. Этапы развития ВЧ-ППИ для ИТЭР [75].

по 10 с. ППИ SPIDER (Source for Production of Ion of Deuterium Extracted from Rf plasma) разрабатывается в Падуе (Италия) — полноразмерный ИТЭР-ППИ на 40 А  $H^-$ ,  $D^-$  с вытягивающим напряжением 100 кВ, 3600 с. ППИ MITICA (Megavolt ITER Injector & Concept Advancement) разрабатывается в Падуе (Италия), полноразмерный ИТЭР-ППИ 40 А  $H^-$ ,  $D^-$  на 1 МэВ, 3600 с. В Гандинагаре (Индия) разрабатывается диагностический ППИ для ИТЭР для получения ионов  $H^-$  с энергией 100 кэВ и током 40 А, 3600 с.

Схема ВЧ-ППИ с расширителем и подавлением сопутствующих электронов показана на рис. 53. Он состоит из ВЧ-генератора плазмы 1 МГц до 100 кВт, с керамической  $Al_2O_3$ -газоразрядной камерой с фарадеевским экраном, расширительной камеры с мультипольной магнитной стенкой и внешним магнитным фильтром, цезиевых испарителей, плазменного электрода, вытягивающего электрода и заземленного электрода.

Конструктивная схема ВЧ-ППИ БАТМАН (BATTMAN, BAvarian Test MACHine for Negative ions) с расширителем и подавлением сопутствующих электронов показана на рис. 54а. Диаметр генератора плазмы 24 см, высота 15 см, размер расширительной камеры  $32 \times 59 \times 23$  см. В плазменном электроде площадью  $306 \text{ cm}^2$  имеется 406 апертур.

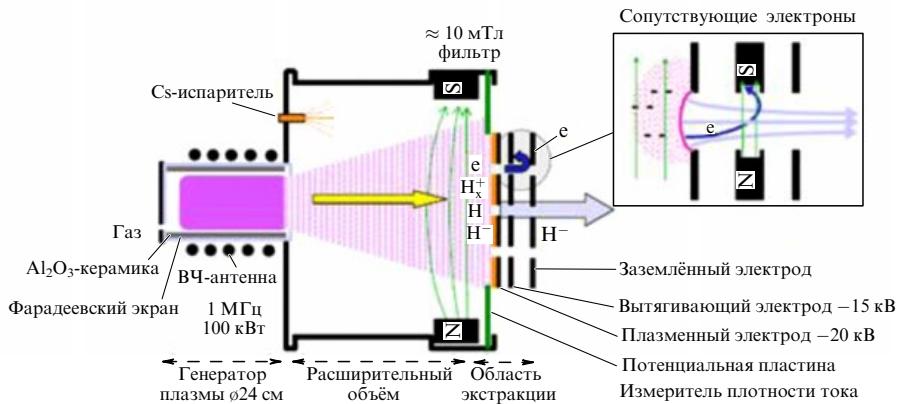


Рис. 53. Схема ВЧ-ППИ с расширителем и подавлением сопутствующих электронов [76].

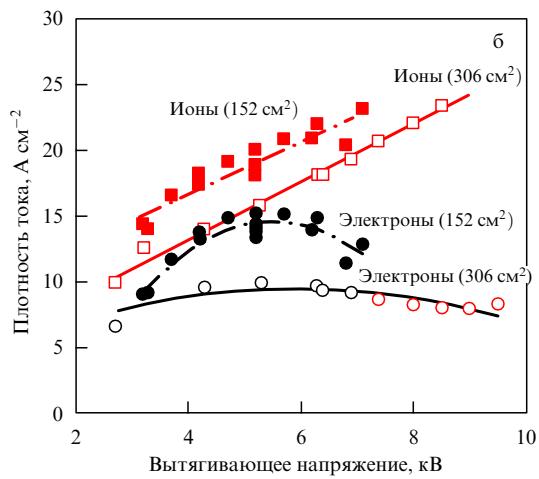
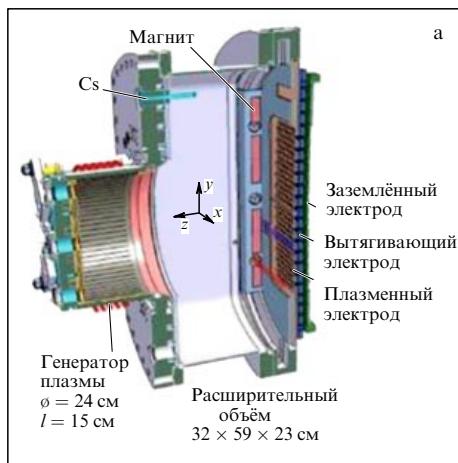


Рис. 54. (а) Конструктивная схема ВЧ-ППИ БАТМАН с расширителем и подавлением сопутствующих электронов (1/8 ИТЭР-ППИ) [75]. (б) Зависимость плотности тока ионов  $H^-$  и сопутствующих электронов от вытягивающего напряжения при различных эмиссионных площадях [76].

Зависимость от вытягивающего напряжения плотности тока ионов  $H^-$  при различных эмиссионных площадях показана на рис. 54б. В вытягивающий электрод вмонтированы постоянные магниты для подавления потока сопутствующих электронов. Вытягивающее напряжение до 10 кВ. Ускоряющее напряжение до 60 кВ. Эмиссионная плотность тока до  $32 \text{ mA cm}^{-2}$ , полный ток  $H^-$  составляет 9,7 А.

Конструктивная схема ППИ ELISE (1/2 ИТЭР-ППИ) показана на рис. 55. Он состоит из четырёх ВЧ-генераторов плазмы диаметром 28,4 см каждый, держателя системы экстракции, расширительной камеры с диагностическими портами, плазменного электрода, вытягивающего электрода и заземлённого электрода. Камера откачивается двумя криогенными насосами со скоростью откачки  $2 \times 350000 \text{ л с}^{-1}$ . Магнитный фильтр создаётся током через плазменный электрод. ВЧ-генераторы плазмы  $2 \times 180 \text{ кВт}$ , ток ионов  $H^-$  равен 20 А. Фарадеевский экран, плазменный электрод и потенциаль-

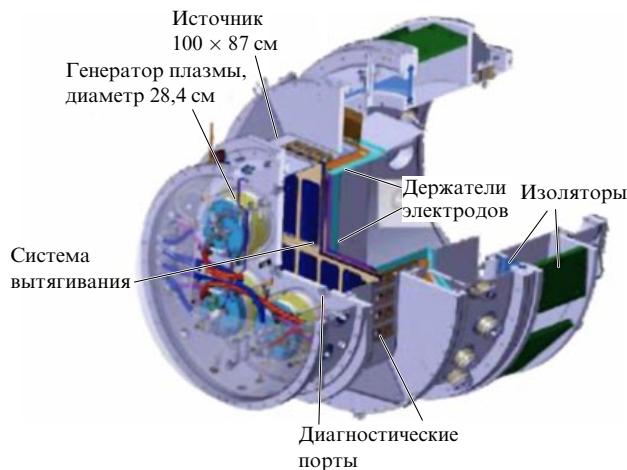


Рис. 55. Конструктивная схема ППИ ELISE (1/2 ИТЭР-ППИ) [76].

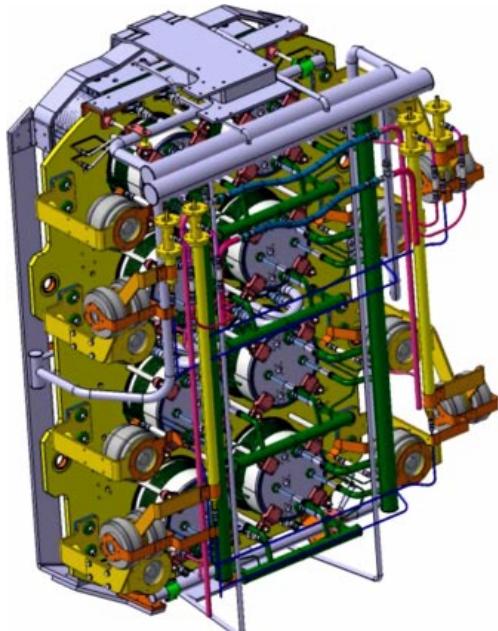


Рис. 56. Конструктивная схема ВЧ-ППИ для ИТЭР [77].

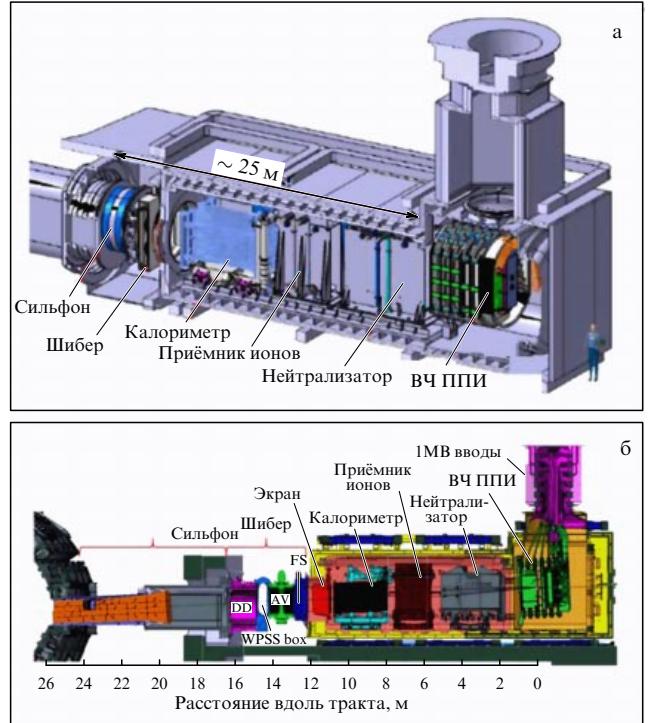


Рис. 57. Конструктивная схема инжектора нейтралов с ВЧ-ППИ для ИТЭР [78]: (а) изометрический вид инжектора, (б) разрез инжектора.

ный электрод покрыты слоем молибдена толщиной 3 мкм.

Конструктивная схема ВЧ-ППИ для ИТЭР показана на рис. 56. Он содержит восемь генераторов плазмы, плазменный электрод и пятиступенчатую систему ускорения. Конструктивная схема инжектора нейтралов с ВЧ-ППИ для ИТЭР представлена на рис. 57. Он состоит из ВЧ-ППИ для генерации отрицательных ионов 70 А  $H^-$  или 39 А  $D^-$ , системы ускорения до 1 МэВ, газового нейтрализатора, приёмников остаточных ионов, калориметра для измерения интенсивности, проходного шибера и сильфона.

Оценочная стоимость трёх инжекторов с ВЧ-ППИ ~ 1 млрд долл. США.

## 11. Общие замечания о поверхности-плазменном методе получения пучков отрицательных ионов

Одним из практических результатов разработки ППИ с высокой яркостью стало широкое использование перезарядной инжекции в ускорителях. ППИ стали "источниками жизни" и "рабочими лошадками" в крупных ускорительных комплексах: СНИ (SNS, Spallation Neutron Source) (Окридская национальная лаборатория, ОРНЛ), Фермилаб, БНЛ (Брукхейвенская национальная лаборатория), ЛАНЦ (Лос-Аламосский нейтронный центр), РЭЛ (Резерфорд – Эплтон Лаборатория), LHC (Большой адронный коллайдер), KEK-J-PARC (Японский протонный комплекс), ДЕЗИ (Немецкий электронный синхротрон). Перезарядная инжекция используется на накопителе CELSIUS (Уппсала, Швеция) [77], в накопителе COSY (Исследовательский центр в Юлихе, Германия) [78, 79]. Перезарядная инжекция была исполь-

зована в синхротроне Института теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова для накопления ионов углерода [80]. Сейчас готовится переход на перезарядную инжекцию в бустере ЦЕРН (Швейцария) [81] и в бустере ИФВЭ (Протвино, Россия) [82] и других ускорителях. Обзор разработок по перезарядной инжекции представлен в [83, 84].

Эффективность и надёжность работы перечисленных ППИ определяют продуктивность работы этих лабораторий. Многие открытия в физике высоких энергий были сделаны с использованием ППИ.

Разработка ППИ с высокой яркостью была стимулирована успешным накоплением интенсивного протонного пучка методом перезарядной инжекции [12]. В дальнейшем она была поддержана интересом к пучковому оружию в космосе как элементу "звездных войн" [85]. Тестирование ускорения и нейтрализации ионов  $H^-$  в космосе описано в The Beam Experiment Aboard Rocket (BEAR) [86, 87]. Военные применения и секретные работы привели к задержке первых публикаций, но неформальные контакты были относительно быстрыми. До 1971 г. основное внимание было сосредоточено на перезарядных источниках, так как не было надежды на вытягивание из плазмы более 5 мА ионов  $H^-$ .

Эффект цезирования — значительное повышение эмиссии отрицательных ионов с одновременным уменьшением потока сопутствующих электронов ниже тока отрицательных ионов — наблюдался впервые 1 июля 1971 г. в ИЯФ им. Г.И. Буддера в Новосибирске при помещении в разряд в планетарии вещества с 1 мг цезия [4]. Это наблюдение стало основой принципиально нового поверхностно-плазменного метода получения отрицательных ионов [5, 14]. В заявке на патент говорится: "метод получения пучков отрицательных ионов в газовых разрядах, отличающийся тем, что в разряд наряду с рабочим веществом добавляется вещество с низким потенциалом ионизации, например цезий, для увеличения выхода отрицательных ионов" [4].

В последующих экспериментах было продемонстрировано, что адсорбция цезия на электродах уменьшает работу выхода от 4–5 до 2–1,6 эВ, что увеличивает вторичную эмиссию отрицательных ионов, вызванную бомбардировкой поверхности частицами плазмы, — поверхностно-плазменную генерацию отрицательных ионов. Ионные источники, основанные на этом принципе, получили название "поверхностно-плазменные источники отрицательных ионов (ППИ)". Теоретическое объяснение этого улучшения было дано в работах М. Кишиневского [88]. В интересующей нас проблеме смещение уровней электронного сродства при приближении частиц к поверхности, обусловленное взаимодействием электронов с металлом, оказывает решающее влияние на результат взаимодействия частиц с поверхностью. В упомянутых работах смещение уровня электронного сродства относительно уровня Ферми металла аппроксимировалось действием потенциала сил изображения. При приближении к поверхности уровень электронного сродства трансформируется в зону акцепторных уровней и центр этой зоны опускается относительно уровня электронного сродства свободной частицы  $S$  на величину  $\Delta S = e^2/4x$ , а уровень валентного электрона у частиц с малой энергией ионизации  $V$  трансформируется в зону донорных уровней, центр которой поднимается относительно  $V$  на  $\Delta V = e^2/4x$ . Таким образом, зависимость

электронного сродства от расстояния между частицей и поверхностью  $x$  аппроксимируется выражением

$$S(x) = S + \frac{e^2}{4x}.$$

Если разница между работой выхода  $\varphi$  и электронным сродством  $S$  не очень велика, то на доступных для частиц расстояниях  $x < x_0 = e^2/4(\varphi - S)$  уровни электронного сродства опускаются ниже уровня Ферми твёрдого тела, так что вероятность резонансного заполнения этого уровня электронами из твёрдого тела становится близкой к единице, в соответствии с термодинамически равновесным распределением Ферми. При удалении частицы из области  $x < x_0$  часть их может уходить в виде отрицательных ионов. На участке  $x > x_0$  для удаления иона от поверхности затрачивается энергия на  $\Delta l = \varphi - S$  больше энергии, необходимой для удаления нейтральной частицы. За счёт этого уровень электрона в свободном отрицательном ионе оказывается выше уровня Ферми твёрдого тела на  $\varphi - S$ . Забрасывание электрона на уровень электронного сродства осуществляется за счёт кинетической энергии удаляющейся частицы. Аналогичная ситуация реализуется при перезарядке в атомных столкновениях, когда связанный электрон перезахватывается на уровень с меньшей энергией связи.

Маленькая добавка цезия или других веществ с низким потенциалом ионизации в газовый разряд значительно повышает эмиссию отрицательных ионов [89]. Когда цезирование сделано корректно, оно работает очень хорошо. Неправильное цезирование может осложнить работу источника. Инжекция избытка цезия вызывает пробои в системе вытягивания.

Дальнейшая разработка ППИ велась коалицией Бельченко, Димов, Дудникова. Разработка ППИ с высокой яркостью была описана автором в [13, 34]. Полупланетарный ППИ с эффективной геометрической фокусировкой был разработан автором [90]. Разработка и адаптация ППИ развернулись в лабораториях США, Европы и Японии. Были основаны БНЛ симпозиумы и Европейские конференции по получению и применению лёгких отрицательных ионов. Позднее они заменились на Международный симпозиум "Источники отрицательных ионов и пучков" (NIBS).

Физические основы работы ППИ были опубликованы в [5] и с тех пор неоднократно повторялись в обзорах и книгах. Хороший обзор работ по ППИ дан в докладах Петерса [46]. Обзор ранних работ по ППИ дан N. Wells [91]. Работы группы Аллisona в Лос-Аламосе обсуждаются в [92]. Разработка сильноточных ППИ для термоядерных исследований велась в ЛБНЛ и в Японии, где они продолжаются и используются для инъекции нейтралов в токамак JT-60 и в стелларатор LHD. Создание пучков поляризованных отрицательных ионов резонансной перезарядкой на медленных отрицательных ионах дейтерия, получаемых поверхностно-плазменным методом, было предложено автором и осуществлено в кооперации с Беловым [93].

Разработка ППИ для получения тяжёлых отрицательных ионов была успешной, но стационарные ППИ для промышленных применений нуждаются в улучшении. ППИ для работы в стационарном режиме были разработаны ИЯФ СО РАН. ВЧ-ППИ с цезированием для ускорителей были значительно улучшены группой

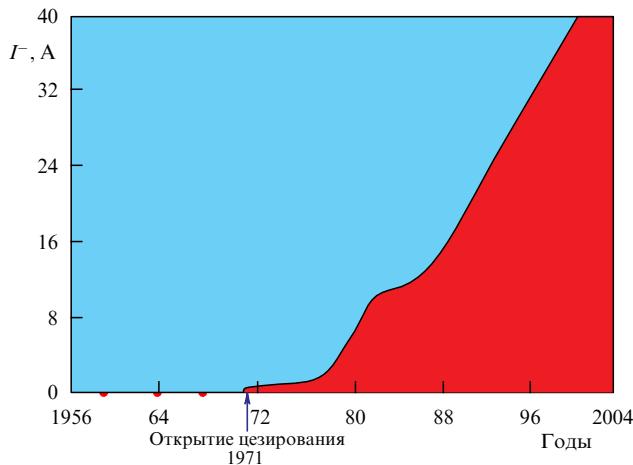


Рис. 58. История развития источников отрицательных ионов. Изменение интенсивности пучков во времени.

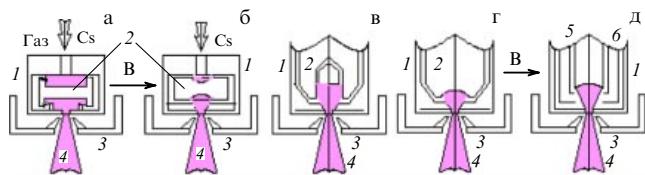


Рис. 59. Схемы базовых версий разрядов в компактных ППИ: (а) плоский магнетрон — планотрон, (б) магнетрон с геометрической фокусировкой, (в) ППИ с разрядом Пеннинга — источник отрицательных ионов, (г) ППИ с полым катодом.

ионных источников СНИ в ОРНЛ. ВЧ-ППИ для УТС были существенно улучшены группой ИФП им. Макса Планка. История развития источников отрицательных ионов, изменение интенсивности пучков во времени показаны на рис. 58.

Много версий ППИ было разработано и оптимизировано для различных применений. Добавление цезия увеличивает образование отрицательных ионов во всех разрядах. Но наиболее эффективно пучки отрицательных ионов с высокой яркостью получаются в специальных ППИ, оптимизированных для различных применений. Некоторые базовые конфигурации разрядов в компактных ППИ приведены на рис. 59.

Основные компоненты ППИ, показанных на рис. 59, 60: 1 — анод (газоразрядная камера), 2 — холодный катод (эмиттер), 3 — экстрактор с магнитной системой, 4 — ионный пучок, 5 — независимый эмиттер, 6 — полый катод, 7 — нагреваемый катод, 8 — мультипольная магнитная стенка, 9 — ВЧ-антенна, 10 — магнитный фильтр.

В компактных ППИ, показанных на рис. 59, используются тлеющие разряды с холодными катодами в скрещенных  $E \times B$  полях. Эти ППИ имеют высокую плотность плазмы (до  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ ), высокую эмиссионную плотность тока отрицательных ионов (до  $8 \text{ А см}^{-2}$ ), маленькие зазоры (1–5 мм) между катодами-эмиттерами и эмиссионной апертурой в аноде. Они просты, имеют высокую энергетическую эффективность (до 100 мА кВт $^{-1}$ ) и высокую газовую эффективность (до 30 %) с импульсным газовым клапаном. Компактные ППИ очень хороши для работы в импульсном режиме. Хотя они были успешно применены и для работы в стационарном режиме с эмиссионной плотностью тока до 300 мА см $^{-2}$  и до 1 А см $^{-2}$ .

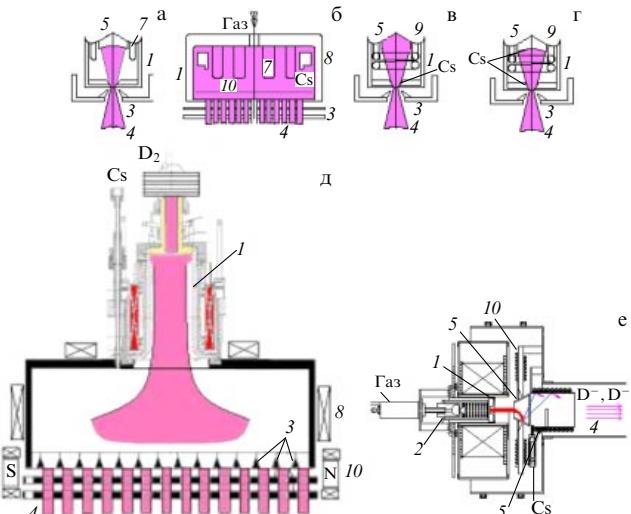


Рис. 60. Схемы основных версий разрядов ППИ большого объёма: (а) ППИ с мультипольной магнитной стенкой и конвертором, (б) ППИ с образованием отрицательных ионов на плазменном электроде, (в) ВЧ-ППИ с анодной генерацией, (г) ВЧ-ППИ с эмиттером, (д) ВЧ-ППИ с внешней антенной, (е) ППИ для получения поляризованных отрицательных ионов.

Другая ситуация типична для ППИ большого объёма с объёмом газоразрядной камеры в десятки и сотни литров. Схемы основных версий разрядов ППИ большого объёма представлены на рис. 60. ППИ с образованием отрицательных ионов на плазменном электроде (рис. 60б) используются для генерации  $H^-$  для УТС с током до 70 А. ВЧ-ППИ с анодной генерацией (рис. 60в) используются в ППИ для ускорителей, ВЧ-ППИ с эмиттером (рис. 60г) предназначены для генерации тяжёлых отрицательных ионов, ВЧ-ППИ с внешней антенной (рис. 60д) используются в ППИ для ускорителей и для УТС.

В таблице приведены характеристики современных сильноточных источников ионов  $H^-$  для ускорителей. Наиболее интенсивный пучок ионов  $H^-$  получается из магнетронного ППИ БНЛ до 100–120 мА при сроке службы до 3 А ч. Наибольший срок службы имеет ВЧ-ППИ СНИ в Ок-Ридже, до 7 А ч (20 недель при скважности 6 % и токе  $H^-$  до 60 мА) [94].

Разработка инжекторов нейтралов для ИТЭР описана в [95]. Обзор разработок инжекторов ионов и нейтралов и поверхностно-плазменного метода получения пучков отрицательных ионов в ИЯФ им. Г.И. Буддера СО РАН представлен в [96, 97]. Последние обзоры по источникам отрицательных ионов опубликованы в [98, 99]. Обзор последних достижений в разработке источников отрицательных ионов представлен в [100].

## 12. Заключение

С момента обнаружения поверхностно-плазменного механизма образования отрицательных ионов с цезированием разработано много модификаций ППИ и в них введено большое число усовершенствований, так что сейчас ППИ стал надёжной технологией. Во всём мире разработкой и использованием ППИ занимаются большие группы высококвалифицированных учёных, инженеров, рабочих и администраторов. Интенсивность пучков отрицательных ионов повысилась в  $10^4$  раз с рекордных

**Таблица.** Современные сильноточные источники ионов  $H^-$  для ускорителей

Источник*	Тип ППИ	Параметры разряда	Частота, Гц	Скважность, %	Импульсный ток, мА	Апертура, мм	Срок службы, ч	Срок службы, А·ч
BNL	Магнетрон	12 А 130 В	7,5	0,5	120	2,8 Ø	5760	3,0
FNAL	Магнетрон	15 А 180 В	15	0,35	80	3,2 Ø	6500	3,2
RAL	Пенниговский	55 А 70 В	50	3,75	55	0,6 × 10	840	0,51
CSNS	Пенниговский	50 А 100 В	25	1,5	50	0,6 × 10	720	0,46
ИЯФ РАН	Пенниговский	100 А 120 В	50	1,25	50	1 × 10	600	0,45
LANSC	Конвертор	35 А 180 В	120	10	18	6,8 Ø	670	0,87
SNS	ВЧ внутренняя	60 кВт 2 МГц	60	6,0	60	7 Ø	4400	7
J-PARC	ВЧ внутренняя	30 кВт 2 МГц	25	2,5	90	9 Ø	1850	2,0
CERN	ВЧ внешняя	40 кВт 2 МГц	0,8	0,07	45	5,5 Ø	1200	0,026

\*BNL — Brookhaven National Laboratory, США; FNAL — Fermi National Accelerator Laboratory, США; RAL — Rutherford Appleton Laboratory, Великобритания; CSNS — China Spallation Neutron Source, Китай; ИЯФ РАН — Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера РАН; LANSC — Los Alamos Neutron Science CEnter, США; SNS — Spallation Neutron Source, США; J-PARC — Japan Proton Accelerator Research Complex, Япония; CERN — European Organization for Nuclear Research, Швейцария.

3 мА до более 40 А. Стоимость продвинутых ППИ-инжекторов возросла с тысяч до миллионов долларов США. Развёрнуты большие проекты развития ППИ для Большого адронного коллайдера и для ИТЭР. Разработка и изготовление ППИ с цезиеванием стали бизнесом с оборотом в миллиард долларов США [101].

## Список литературы

- Габович М Д *Физика и техника плазменных источников ионов* (М.: Атомиздат, 1972)
- Dudnikov V, Westner A *Rev. Sci. Instrum.* **73** 729 (2002)
- Димов Г И, Дудников В Г *Физика плазмы* **4** 3 (1978); Dimov G I, Dudnikov V G *Sov. J. Plasma Phys.* **4** 3 (1978)
- Дудников В Г "Способ получения отрицательных ионов", Патент СССР, М. Кл.Н 01 J 3/0,4, 411542, заявлен 10/III,1972, [https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig\\_q=RN:9355182](https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:9355182)
- Belchenko Yu, Dimov G, Dudnikov V "Physical principles of surface plasma source operation", in *Symp. on the Production and Neutralization of Negative Hydrogen Ions and Beams, Brookhaven*, 1977 (New York: Brookhaven Natl. Laboratory, 1977) p. 79
- Nagashima Y M K et al. "Positronium negative ion experiments — formation, photodetachment and production of an energy tunable positronium beam", in *XXVII Intern. Conf. on Photonic, Electronic and Atomic Collisions, ICPEAC 2011; J. Phys. Conf. Ser.* **388** 012021 (2012)
- Dudnikov V, Dudnikov A *AIP Conf. Proc.* **1869** 020007 (2017)
- Dudnikov V, Dudnikov A *AIP Conf. Proc.* **2052** 060001 (2018)
- Woodcock K *Phys. Rev.* **38** 1696 (1931)
- Арифов У А, Аюханов А Х *Изв. АН Уз. ССР Сер. физ.-мат. наук* **6** 34 (1961)
- Kron V E *J. Appl. Phys.* **34** 3523 (1962)
- Будкер Г, Димов Г, Дудников В *Атомная энергия* **22** 348 (1967); Budker G, Dimov G, Dudnikov V *Sov. Atom. Energy* **22** 441 (1967)
- Дудников В Г "Поверхностно-плазменный метод получения пучков отрицательных ионов", Дисс. ... докт. физ.-мат. наук (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1977)
- Деревянкин Г Е, Дудников В Г, Журавлев П А *Приборы и техника эксперимента* (5) 168 (1975)
- Бельченко Ю И "Эмиссия отрицательных ионов из сильноточных разрядов", Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1974)
- Бельченко Ю И и др. *ДАН СССР* **213** 1283 (1973)
- Бельченко Ю И, Димов Г И, Дудников В Г *Изв. АН СССР Сер. физ.* **37** 2573 (1973)
- Димов Г И, Росляков Г В, Савкин В Я *Приборы и техника эксперимента* (4) 29 (1977)
- Комаров В Л и др., в сб. *Докл. Всесоюз. совещания по инженерным проблемам Т. 1* (Л.: УТС, НИИЭФА, 1975)
- Комаров В Л, Стрекач А П, Препринт Д-0282 (Л.: НИИЭФА, 1976)
- Бельченко Ю И, Дудников В Г, Препринт № 77-56 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1977)
- Бельченко Ю И, Дудников В Г, в сб. *4-я Всесоюз. конф. по взаимодействию атомных частиц с твердым телом Т. 3* (Харьков, 1967) с. 180
- Дудников В Г, Образовский Е Г, Фиксель Г И, Препринт № 77-50 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1977)
- Стаханов Н П (Ред.) *Физические основы термоэмиссионного преобразования энергии* (М.: Атомиздат, 1973)
- Мойжес Б Я, Пикус Г Е (Ред.) *Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма* (М.: Наука 1973)
- Papageorgopoulos C A, Chen J J. *Phys. C Solid State Phys.* **6** L279 (1973)
- Пивоварова Г Я, Саминский Л А *Технологические процессы электровакуумного производства* (М.: Энергия, 1975) с. 192
- Бельченко Ю и др. *ЖТФ* **3** 282 (1977)
- Dimov G I, Derevyakin G E, Dudnikov V G *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **24** 1545 (1977)

30. Dudnikov V, Chapovsky P, Dudnikov A *Rev. Sci. Instrum.* **81** 02A714 (2010)
31. Алиев А А и др. *ЖТФ* **80**(1) 110 (2010); Aliev A A et al. *Tech. Phys.* **55** 111 (2010)
32. Murin B P, in *Proc. of the 7th Intern. Conf. on High Energy Accelerators, CERN* (1971) p. 540
33. Авраменко М И и др., в сб. *Труды Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц* Т. 1 (М.: Наука, 1973) с. 261
34. Дудников В Г "Источник отрицательных ионов водорода с Пеннигровской геометрией", в сб. *Труды IV Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц* Т. 1 (М.: Наука, 1975) с. 323
35. Prelec K, Sluyters Th, in *Proc. of the 2nd Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley, Ca.* (1974); LBL-3399
36. Prelec K, Sluyters Th *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **22** 1662 (1975)
37. Prelec K, Sluyters Th, Grossman M *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **24** 1521 (1977)
38. Alessi J G, Sluyters Th *Rev. Sci. Instrum.* **51** 1630 (1980)
39. Alessi J et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **28** 2652 (1981)
40. Schmidt C, Curtis C "Negative hydrogen-ion program at fermilab", in *Proc. of the 1976 Proton Linear Accelerator Conf., Chalk River, Ontario, Canada, 1976* (1976)
41. Schmidt Charles W, Curtis Cyril D *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **26** 4120 (1979)
42. Schmidt C W, Curtis C D, in *Proc. of the Symp. on the Production and Neutralization of Negative Hydrogen Ions and Beams, BNL, September 26–30, 1977* (1977) p. 123; BNL50727
43. Curtis C D, Owen C W, Schmidt C W "Factors affecting H-beam performance in the Fermilab Linac", in *41st Proc. of the 1986 International Linac Conf., Stanford, Calif., USA, 1986* (1986)
44. Stipp V, Dewitt A, Madsen J *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **30** 2743 (1983)
45. Barton D S, Witkover R L *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **28** 2681 (1981)
46. Peters J *Rev. Sci. Instrum.* **69** 992 (1998)
47. Alessi J M et al. "H<sup>-</sup> source and beam transport experiments for a new RFQ", in *Particle Accelerator Conf., Washington, DC, USA, 1987* (1987)
48. Bollinger D S, Sosa A *AIP Conf. Proc.* **1869** 030054 (2017)
49. Allison Paul W et al. "Status of the Lampf H<sup>-</sup> Injector", in *Proc. of the 1972 Proton Linear Accelerator Conf., Los Alamos, NM, USA (1972)*
50. Robinson C *Aviation Week Space Tech.* 42 (1978)
51. Bloembergen N et al. "Report to the American Physical Society of the study group on science and technology of directed energy weapons" *Rev. Mod. Phys.* **59** (3) S1 (1987)
52. "Report to the American Physical Society of the study group on science and technology of directed energy weapons. Executive Summary and Major Conclusions" *Phys. Today* **40** (5) S3 (1987)
53. Allison P W "Experiments with Dudnikov type H<sup>-</sup> source", Preprint LA-UK-77-2113 (Los Alamos, 1977)
54. Allison P W, "Experiments with a Dudnikov type H<sup>-</sup> ion source", in *Proc. of the Symp. on the Production and Neutralization of Negative Hydrogen Ions and Beams, Upton, New York, September 26–30, 1977; Report BNL-50727* (Upton, NY: Brookhaven National Laboratory, 1977) p. 119
55. Smith H V (Jr.), Allison P "H<sup>-</sup> beam emittance measurements for the penning and the asymmetric, grooved magnetron surface-plasma sources", in *Proc. of the 1981 Linear Accelerator Conf., Santa Fe, NM, USA, 1981* (1981)
56. Alisson P, Sherman J "Operation experience with 100 keV, 100 mA injector" *AIP Conf. Proc.* **111** 511 (1981)
57. Smith H V (Jr.) et al. *Rev. Sci. Instrum.* **63** 2723 (1992)
58. Smith H V (Jr.), Allison P, Sherman J D *Rev. Sci. Instrum.* **65** 123 (1994)
59. Smith H V (Jr.), Allison P, Sherman J D *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **32** 1797 (1985)
60. Sherman J D, Allison P, Smith H V (Jr.) *EEE Trans. Nucl. Sci.* **32** 1973 (1985)
61. Smith H V (Jr.) "Emission spectroscopy of the 4X source discharge with and without N<sub>2</sub> gas", AT-10 Technical Note 89-07 (1989)
62. Sherman J D et al. "Review of scaled penning H<sup>-</sup> surface plasma source with slit emitters for high duty factor linacs, CP642", in *High Intensity and High Brightness Hadron Beams: 20th ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on High Intensity and High Brightness Hadron Beams* (Eds W Chou et al.) (College Park, MD: American Institute of Physics, 2002)
63. Dudnikov V et al. *AIP Conf. Proc.* **1515** 369 (2013)
64. Leung K N et al. *AIP Conf. Proc.* **158** 356 (1987)
65. Gear P E, Sidlow R, in *Proc. of the 2nd Int. Conf. Low Energy Ion Beams* (Inst. Phys. Con. Ser., No 54) (London: IOP, 1980) p. 284
66. Sidlow R et al. "Operational experience of Penning H<sup>-</sup> ion sources at ISIS", in *Proc. 5th European Particle Accelerator Conf., EPAC'96, Sitges, Spain, Jun. 1996* (1996) paper THP084L
67. Faircloth D C et al. *Rev. Sci. Instrum.* **79** 02B717 (2008)
68. Liu S-J et al. *Chinese Phys. C* **39** 057008 (2015)
69. Leung K N, Ehlers K W *Rev. Sci. Instrum.* **53** 803 (1982)
70. York R L, Stevens R R *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **30** 2705 (1983)
71. Takagi A et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **32** 1782 (1985)
72. Koneko O et al., in *Proc. of the 16th Intern. Conf. on Fusion Energy, Montreal* Vol. 3 (1996) p. 539
73. Okumura Y et al., in *Proc. of the 16th Symp. on Fusion Technology, London* Vol. 2 (1990) p. 1026
74. Hanada M et al. *AIP Conf. Proc.* **1396** 536 (2011)
75. Kraus W et al. *Rev. Sci. Instrum.* **75** 1832 (2004)
76. Fantz U et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **49** B563 (2007)
77. Hermanson L et al., in *Proc. of Workshop on Beam Cooling and Related Topics, Montreux, 4–8 October, 1993* (CERN 94-03) (Geneva: CERN, 1994) p. 235
78. Baldin A M, Kovalenko A D *JINR Rapid Commun.* **377** 96 (1996)
79. Сидорин А О "Формирование интенсивных ионных пучков в накопителях с многооборотной перезарядной инжекцией и электронным охлаждением", Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (Дубна: ОИЯИ, 2003)
80. Алексеев Н Н, Кошкareв Д Г, Шарков Б Ю *Письма в ЖЭТФ* **77** 149 (2003); Alekseev N N, Koshkarev D G, Sharkov B Yu *JETP Lett.* **77** 123 (2003)
81. Lettry J et al. *AIP Conf. Proc.* **1655** 030005 (2015)
82. Frolov B A, Klenov V S, Mihailov V N, in *Proc. of the XXIV Russian Particle Accelerator Conf., RuPAC'2014, Obninsk, Russia, 6–10 October, 2014* (2014) p. 429
83. Dimov G I *Rev. Sci. Instrum.* **67** 3393 (1996)
84. Дудников В Г УФН **189** 433 (2019); Dudnikov V G *Phys. Usp.* **62** 405 (2019)
85. Gsponer A "Physics of high-intensity high-energy particle beam propagation in open air and outer-space plasma", physics/0409157
86. Schrage D et al. "Flight-qualified Rfq for the bear project", in *Proc. 1988 Linear Accelerator Conf., Williamsburg, Virginia, USA, 1988* (1988)
87. O'Shea P G et al. "The bear accelerator", in *Proc. of the 1989 IEEE Particle Accelerator Conf., 1989* (1989)
88. Кишиневский М Е *ЖТФ* **48** 73 (1978); Препринт ИЯФ № 76-18 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1976)
89. Dudnikov V *Rev. Sci. Instrum.* **83** 02A708 (2012)
90. Dudnikov V, Belchenko Yu, Preprint No. 78-95 (Novosibirsk: Institute of Nuclear Physics of the Siberian Branch of the USSR Academy of Sciences, 1978); *J. Phys. Paris* **40** 477 (1979)
91. Wells N "The development of high-intensity negative ion sources and beams in the USSR", Report No. 2816-ARPA (Rand Corp, 1981)
92. Smith H V (Jr.), Allison P, Sherman J D *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **32** 1797 (1985)
93. Belov A S et al. *Rev. Sci. Instrum.* **67** 1293 (1996)
94. Stockli M P et al. *AIP Conf. Proc.* **1869** 030010 (2017)
95. Hemsworth R S et al. *New. J. Phys.* 025005 (2017)
96. Бельченко Ю И и др. УФН **188** 595 (2018); Belchenko Yu I et al. *Phys. Usp.* **61** 531 (2018)
97. Belchenko Yu I et al. *AIP Conf. Proc.* **2052** 030006 (2018)
98. Dudnikov V "Modern high intensity H<sup>-</sup> accelerator sources", arXiv:1806.03391

99. Дудников В *Источники отрицательных ионов* (Новосибирск: НГУ, 2018)
100. Fantz U, Lettry J *New J. Phys.* **20** 060201 (2018)
101. ITER Neutral Beam Test Facility — 2017, <https://www.youtube.com/watch?v=DKOHJYxK15o>

## Surface-plasma method for the production of negative ion beams

**V.G. Dudnikov**

*Novosibirsk State University,*

*ul. Pirogova 2, 630090 Novosibirsk, Russian Federation;*

*Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,*

*prosp. Akademika Lavrent'eva 11, 630090 Novosibirsk, Russian Federation*

*E-mail:* dvg43@yahoo.com

Increased interest in development of negative ions sources is related to the emergence of important applications of negative-ion beams. The list of those applications includes primarily tandem accelerators, including high-energy implantation and accelerator-based mass spectrometry, supercollimated beams, charge-exchange injection into cyclic accelerators and storage rings, charge-exchange extraction of beams from cyclotron, high-energy neutrals in plasma systems, charge-exchange of beams distribution, etc. Development of the sources of negative ions and their usage in academic research and industry are reviewed. Physical bases and designs of surface-plasma sources of negative ions alongside the history of their development are presented.

**Keywords:** surface-plasma method, surface-plasma source, work function, negative ions, cesium, RF discharge

PACS numbers: **01.65.+g**, 29.25.Ni, 52.80.Pi

Bibliography — 101 references

*Received 28 February 2018, revised 16 February 2019*

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **189** (12) 1315–1351 (2019)

*Physics – Uspekhi* **62** (12) (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.04.038558>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2019.04.038558>