

04;10;12

## Параметры плазмы разрядов поверхностно-плазменных источников отрицательных ионов водорода

© В.В. Анциферов

Институт ядерной физики СО РАН,  
630090 Новосибирск, Россия

(Поступило в Редакцию 21 мая 1997 г.)

Определены основные параметры плазмы сильнооточных тлеющих водородно-цезиевых разрядов поверхностно-плазменных (планотронного и пеннинговского) источников отрицательных ионов водорода при использовании бесконтактных спектроскопических методов и проведено их сравнение при одинаковых плотностях тока разряда. Установлен элементный и зарядовый состав плазмы. Измерены температура атомов водорода и энергия излучения плазмы разряда в видимом диапазоне спектра, сделаны оценки плотности электронов в плазме. Прослежено в динамике изменение параметров плазмы разряда пеннинговского источника: плотности атомов водорода, атомов и ионов цезия и атомов молибдена в течение разрядного импульса с пространственным разрешением по двум координатам. Обнаружено запираание атомов и ионов цезия и атомов молибдена у катодной поверхности.

### Введение

В источниках отрицательных ионов водорода используется в основном водородно-цезиевые разряды, имеющие малые объемы и сложную структуру, на параметры которых существенное влияние оказывают неравновесные процессы на электродах. Характеристики плазмы подобных разрядов и физические процессы, определяющие ее параметры, исследованы недостаточно полно вследствие отсутствия достоверной информации о ее параметрах. Параметры плазмы таких разрядов измерялись, как правило, при использовании зондовых методов, применение которых существенно ограничено вследствие малых объемов плазмы, влияния магнитного поля источника и адсорбции цезия. Практически единственными достоверными методами исследования параметров плазмы таких разрядов являются спектроскопические методы, имеющие целый ряд существенных достоинств: беконтактность измерений параметров плазмы и отсутствие возмущающего воздействия на объект исследования; высокая чувствительность, уникальная избирательность и большая скорость измерения параметров плазмы; невосприимчивость к электромагнитным помехам.

В настоящей работе приведены экспериментальные результаты спектроскопических исследований параметров плазмы разрядов источников ионов  $H^-$  с планотронной и пеннинговской геометрией электродов [1–5] и сделан анализ параметров плазмы при одинаковой плотности токов разрядов.

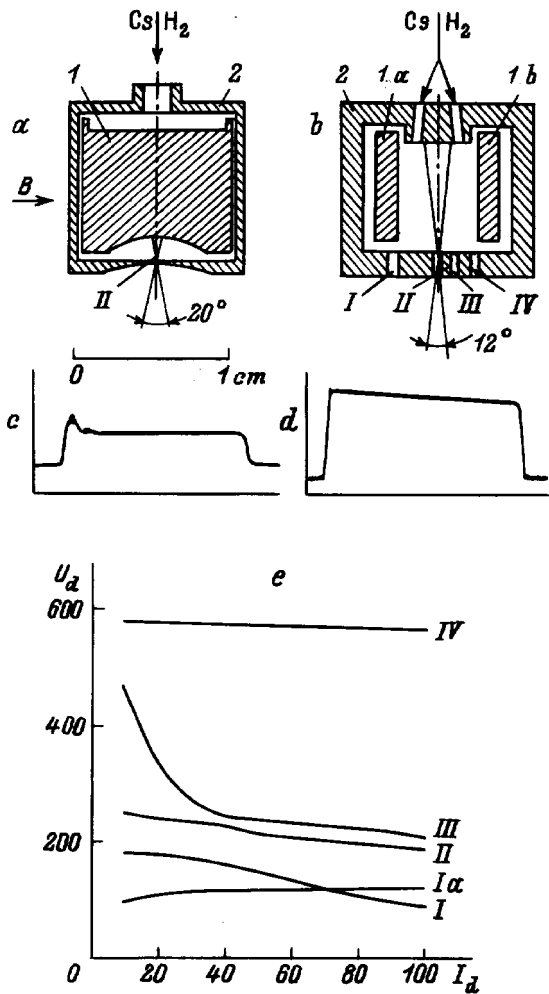
### Конструкция и параметры источников

Электроды планарного (рис. 1, *a*) и пеннинговского (ПИГ) (рис. 1, *b*) источников ионов  $H^-$  были изготовлены из сверхчистого молибдена. Внешнее магнитное поле  $B$  обеспечивало осцилляцию электронов в скрещенных  $E \times B$  поля для планотрона и в  $E \parallel B$  —

для ПИГ. Очищенный водород подавался в разряд с помощью электромагнитного клапана в импульсном режиме, а цезий — в постоянном режиме из внешнего нагреваемого контейнера с цезированным пирграфитом. Основные параметры газоразрядных камер планотронного и пеннинговского источников были следующими: напряжение разряда 100–600 В, ток разряда 10–150 А, длительность импульса 850–35  $\mu s$ , частота следования импульсов 1–10 Hz, магнитное поле 0.5–1.5 kGs, температура катода 400–800°C, температура анода 200–400°C, площадь катода планотрона 5  $cm^2$ , площадь катода ПИГа 2.5  $cm^2$ , плотность  $H_2$  до  $10^{16} cm^{-3}$ , плотность цезия до  $10^{13} cm^{-3}$ .

Наблюдалось несколько устойчивых режимов ( $I-IV$ ) работы водородно-цезиевого разряда, отличающихся напряжением разряда и видом вольт-амперной характеристики (рис. 1, *e*). Формы импульсов напряжения (рис. 1, *c*) и тока разряда (рис. 1, *d*) были близки к прямоугольным. Режим  $IV$  реализовался в чисто водородном разряде без цезия на обезгаженных предварительно тренировочной электродах. Водородно-цезиевые режимы  $I-III$  отличались количеством накопленного на электродах цезия и определялись температурой электродов и скоростью подачи цезия в разряд.

Излучение плазмы разряда через диагностическую щель в анодной камере размером  $0.2 \times 10 mm$ , коллимирующую щель в шторке, находящейся внутри вакуумного объема, и кварцевое стекло в стенке вакуумной камеры с помощью конденсора фокусировалось на входные щели регистрирующих приборов. При исследовании пространственных характеристик разряда использовалась анодная камера с четырьмя диагностическими щелями  $I-IV$  (рис. 1, *b*). Через щель  $I$  исследовалось излучение плазмы разряда вблизи зоны катода, которое исследовалось с помощью щели  $IV$  при угле захвата объема плазмы вблизи поверхности катода порядка  $2^\circ$ . Общий угловой аксептанс каждой щели составлял  $12^\circ$ . Через щели  $II$



**Рис. 1.** Схемы газоразрядных камер планотронного (а) и пеннинговского (b) источников ионов  $H^-$  (1 — катод, 2 — анод,  $B$  — магнитное поле, I-IV — диагностические щели); осциллограммы импульсов напряжения (c) и тока (d) разрядов источников (цена деления по вертикали 200 (c) и 50 В (d)); зависимости напряжения от токов разрядов поверхностно-плазменных источников ионов  $H^-$  в режимах I-IV (e).

и III наблюдались участки плазмы между электродами. Использование ряда диагностических щелей и шторки позволило установить динамику компонентов и основные параметры плазмы разряда ПИГ с пространственным разрешением по двум координатам. На рисунках напряжение  $U_d$  и ток  $I_d$  разряда источников — в В и А соответственно, плотность тока разряда  $J_d$  — в  $A/cm^2$ , яркость излучения  $B_\lambda$  — в  $mW/sr \cdot cm^2$ , магнитная индукция  $B$  — в  $10^{-2}$  Т, цена деления по горизонтали (на осциллограммах) —  $200 \mu s$ .

### Диагностическая аппаратура

Использовались четыре оптических канала регистрации излучения плазмы разряда. Спектрограммы излучения плазмы в диапазоне спектра 230–900 нм регистри-

ровались с помощью спектрографа СТЭ-1, из которых определялся элементный и зарядовый состав плазмы. Регистрация абсолютных и относительных интенсивностей излучения отдельных спектральных линий водорода, цезия и молибдена производилась с помощью монохроматора и фотоэлектронных умножителей, калибровка которых осуществлялась вольфрамовой лампой СИ 8–200у. Динамика интенсивностей спектральных линий элементов разряда исследовалась на фронтах и в течение разрядного импульса. Общий характер зависимостей спектральных линий излучения от времени определялся при использовании RC-фильтра, с помощью которого обрезались высокочастотные шумы разряда. При исследовании шумов разряда использовалась более широкополосная система регистрации.

Температура атомов водорода в разряде определялась по интерферограммам спектра излучения  $H_\alpha$ -линии, а плотность электронов в плазме оценивалась из интерферограмм спектра излучения  $H_\beta$ -линии, которые регистрировались с помощью интерферометров Фабри–Перо. Для увеличения эффективности регистрации использовались интерференционные фильтры с повышенным коэффициентом пропускания, что позволило получать интерферограммы спектральных линий за один разрядный импульс. Энергия излучения плазмы разряда в области спектра 400–800 нм измерялась с помощью термомпарного баллометра РТР-30С.

## Экспериментальные результаты и обсуждение

### 1. Спектр и энергия излучения плазмы разрядов

Энергия излучения плазмы разряда планотрона в  $4\pi$  стерадиан в видимой области спектра 400–800 нм, измеренная за один разрядный импульс длительностью  $850 \mu s$  при мощности разряда 10 кВт, составила 3.2 мДж.

Спектры излучения плазмы разрядов планотрона и ПИГ были практически идентичными, некоторое отличие наблюдалось только в величине интенсивностей отдельных спектральных линий. Кроме спектральных линий основных компонентов плазмы (водорода и цезия) в диапазоне спектра 230–900 нм было обнаружено большое количество линий молибдена, распыляемого с катода, и линий примесного кислорода. Были идентифицированы спектральные линии атомов водорода бальмеровской серии ( $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta$ ), линии атомов цезия Cs I, однозарядных ионов цезия Cs II (300–650 нм), двухзарядных ионов цезия Cs III (250–290 нм), а также линии атомов Mo I и однозарядных ионов молибдена MO II. При больших токах разряда были зарегистрированы переходы с высоковозбужденных уровней атомов цезия ( $n \sim 15$ ). В излучении плазмы разряда наблюдались также линейчатые спектры молекул водорода:  $\alpha$ -система Фулхера (580–620 нм) и электронно-вращательные переходы  $I^1\Pi_g \rightarrow B^1\Sigma_g^+, G\Sigma_g^+ \rightarrow B^1\Sigma_u^+$  в диапазоне спектра 420–490 нм.

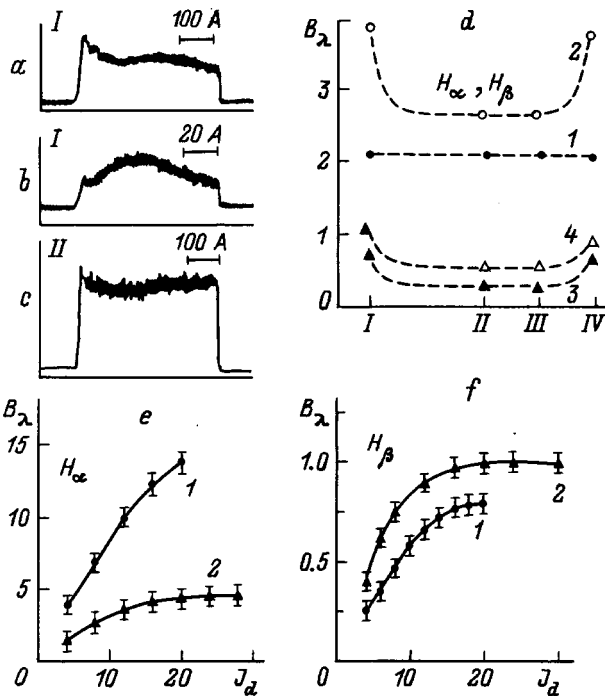
## 2. Интенсивности излучения спектральных линий компонентов плазмы

**Водород.** В режиме *I* при пониженной концентрации молекулярного водорода в газоразрядной камере плотность атомарного водорода в разряде при малых его токах была пропорциональна плотности тока разряда. В этом случае яркости излучения бальмеровских линий водорода линейно зависели от тока разрядов (рис. 2, *e, f*) и плотности молекулярного водорода, подаваемого в разряд. Зависимости яркостей излучения спектральных линий от тока разряда регистрировались за короткий промежуток времени при переходе от больших токов разряда к малым так, чтобы тепловой режим электродов не успевал измениться. Отсчет интенсивности излучения производился на плато в средней части импульса и пересчитывался с учетом спектральной чувствительности фотомножителей. Кинетика интенсивностей излучения бальмеровских линий при малых токах разряда на всех диагностических щелях была идентичной и повторяла форму газового импульса молекулярного водорода (рис. 2, *b*). Пространственное распределение яркости излучения линий водорода было однородным по всей длине разряда (рис. 2, *d*). Следует отметить, что расчет яркостей на графиках производился с учетом аксептанса системы регистрации для каждой диагностической щели.

С увеличением тока разряда уменьшались скорости роста яркостей бальмеровских линий излучения и при плотностях тока разряда  $\sim 20 \text{ A/cm}^2$  происходило их насыщение (рис. 2, *e, f*). Величина насыщения зависела от плотности молекулярного водорода и от положения атомов водорода в разряде. Насыщение яркости излучения  $H_\alpha$ -линии может быть обусловлено как частичным вытеснением водорода из зоны разряда в боковые зазоры газоразрядной камеры, так и замедлением скоростей роста плотностей ионов  $H^-$  и  $H^+$  в плазме разряда. Среди основных каналов образования возбужденных атомов водорода в состоянии с  $n = 3$  наибольшей скоростью реакции  $\langle \sigma v \rangle$  обладает процесс взаимной нейтрализации ионов водорода  $H^- + H^+ \rightarrow H^*(n = 3) + H^0$ . Для этого процесса  $\langle \sigma v \rangle = 3 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  [6]. С учетом зондовых измерений плотностей ионов  $H^-$  и  $H^+$  в разряде поверхностно-плазменного источника ионов  $H^-$  [7] эффективная скорость реакции будет равна  $N_{H^-} \cdot N_{H^+} \cdot \langle \sigma v \rangle = 10^{20} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ . Кинетика интенсивностей излучения бальмеровских линий при больших токах разряда достаточно точно совпадали в режимах *I* и *Ia* (рис. 2, *a*), за исключением фронтов импульсов. Выброс интенсивности излучения на фронте импульса в режиме *I* свидетельствует об относительно высоком вкладе атомарного водорода, десорбируемого с поверхности электродов газоразрядной камеры.

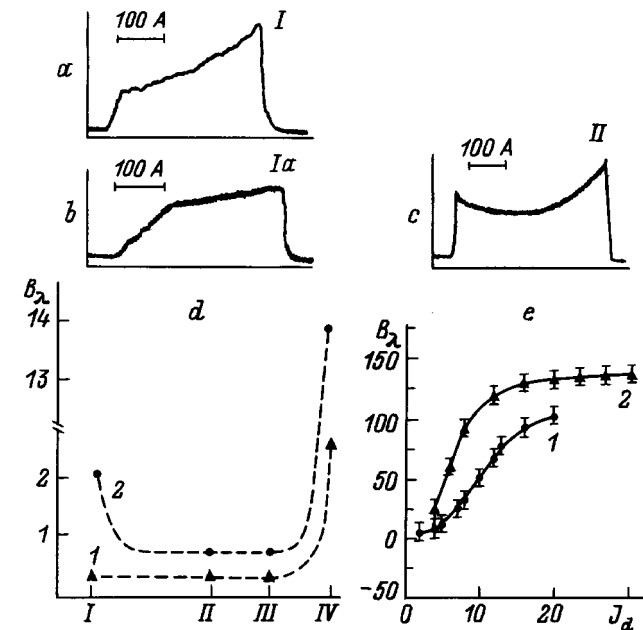
В режимах *II–IV*, несмотря на повышенное напряжение разряда и более высокую плотность водорода в газоразрядной камере, интенсивности излучения бальмеровских линий имели примерно те же значения, что и при соответствующих токах разряда режима *I*, а их кинетика повторяла форму тока разряда (рис. 2, *c*). Скорости нарастания и спада интенсивностей излучения бальмеровских линий (передние и задние фронты импульсов излучения) в этих режимах совпадали со скоростями нарастания и спада тока импульса разряда.

**Цезий.** Интенсивности и кинетика излучения линий атомов и ионов цезия существенно зависели от подачи цезия в разряд и теплового режима электродов. Максимальной яркостью излучения в диапазоне спектра 230–900 nm обладает линия атомов цезия  $CsI$  (852.1 nm), имеющая наибольшее значение силы осциллятора перехода ( $f = 0.8$ ). Зависимости яркостей излучения линии  $CsI$  (852.1 nm) от плотности тока разряда в режиме *I* для планотрона и ПИГ приведены на рис. 3, *e*. В этом случае отсчет интенсивности излучения производился по ее максимуму в конце импульса. При очень малых плотностях тока разряда рост концентраций электронов и цезия в объеме разряда обуславливает квадратичное увеличение амплитуды яркости излучения линии. С увеличением тока разряда на небольшом участке значений его плотности наблюдался линейный рост яркости излучения линии. При больших плотностях тока разряда скорость роста яркости излучения линии резко падала, что связано с возрастанием скорости ионизации цезия и уменьшением его плотности в межэлектродном зазоре.

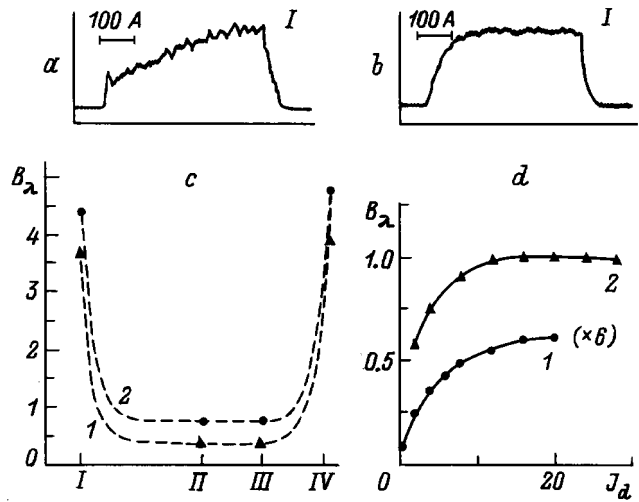


**Рис. 2.** Параметры излучения бальмеровских линий водорода плазмы разряда: осциллограммы интенсивностей излучения в режимах *I* (*a, b*) и *II* (*c*) (цена деления по вертикали 5 (*a*), 1 (*b*), 2V (*c*)); пространственное распределение яркостей излучения  $H_\alpha$ -линии (1, 2) и  $H_\beta$ -линии (3, 4) по диагностическим щелям *I–IV* для ПИГ в режиме *I*; зависимости яркостей излучения  $H_\alpha$ -линии (*e*) и  $H_\beta$ -линии (*f*) от плотности тока разряда для планотрона (1) и ПИГ (2).

При больших плотностях тока разряда интенсивности линии CsI (852.1 nm) и других цезиевых линий нарастают к концу разрядного импульса (рис. 3, a, b). Относительно большая длительность передних фронтов импульсов излучения в режиме I и Ia обусловлена дополнительным выделением цезия в разряд за счет бомбардировки электродов, коэффициент распыления которого в режимах I понижен вследствие возрастания коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии. Импульсный перегрев поверхности разрядом и выделение цезия с более холодных, нерабочих участков межэлектродного зазора приводят к росту равновесной плотности и накоплению цезия в разряде. Кинетика интенсивностей линий цезия имела совершенно другой характер при небольших токах разряда и в режимах II и III при больших токах (рис. 3, c). Резкий выброс интенсивности излучения на переднем фронте импульса обусловлен возбуждением цезия в объеме разрядного промежутка, а нарастание интенсивности к концу импульса связано с выделением цезия в разряд за счет бомбардировки электродов. Скорости нарастания интенсивностей цезиевых линий в начале импульсов излучения существенно увеличивались в режимах II и III по сравнению с режимом I, однако они были значительно меньше балмеровских линий. В то же время спад интенсивностей излучения цезиевых линий в конце импульсов происходил намного быстрее. В режимах II и III с более горячими электродами исходная плотность цезия в объеме газоразрядной камеры была



**Рис. 3.** Параметры излучения линии CsI (852.1 nm) плазмы разряда: осциллограммы интенсивностей излучения в режимах I (a), Ia (b) и II (c) (цена деления по вертикали 0.5 (a), 5 (b) и 0.2 V (c)); пространственное распределение яркостей излучения по диагностическим щелям I-IV в режиме I для ПИГ; зависимости яркостей излучения от плотности тока разряда  $J_d$  для планотрона (1) и ПИГ (2) в режиме I (e).



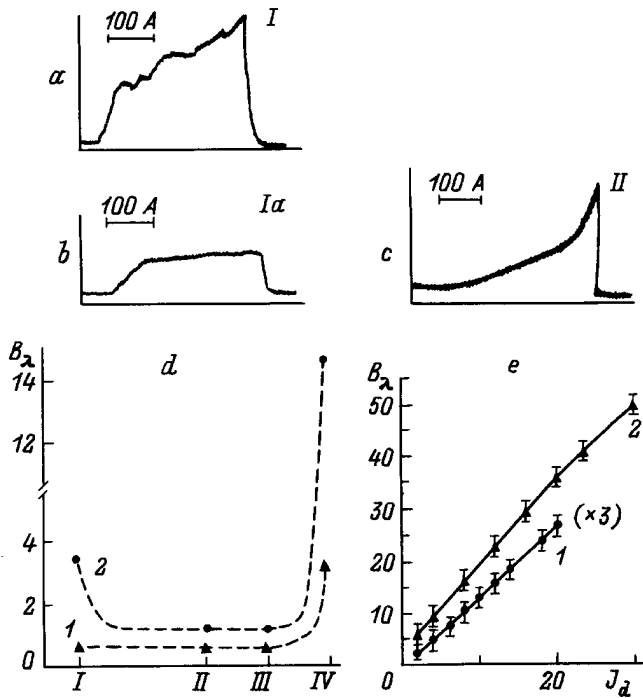
**Рис. 4.** Параметры излучения линии CsI (455.5 nm) плазмы разряда: a, b — осциллограммы интенсивностей излучения в режиме I (цена деления по вертикали 0.05 (a) и 0.01 V (b)); c — пространственное распределение яркостей излучения по диагностическим щелям I-IV в режиме I для ПИГ; d — зависимости яркостей излучения от плотности тока разряда для планотрона (1) и ПИГ (2) в режиме I.

выше, чем в режиме I, а концентрация цезия на электродах мала. Коэффициент распыления цезия в этом случае существенно больше, что способствует более быстрому выходу интенсивностей излучения цезиевых линий на относительно высокий стационарный уровень.

Пространственное распределение яркостей излучения линии CsI (852.1 nm) по диагностическим щелям I-IV было сильно асимметричным (рис. 3, d), особенно при больших плотностях тока разряда. Это однозначно свидетельствует о том, что определяющий вклад в излучение этой линии дает эмиссионная поверхность катода и прилегающий тонкий слой плазмы, излучение с которых регистрируется только через щель IV.

Напротив, пространственное распределение яркостей излучения линии CsI (455.5 nm) по диагностическим щелям I-IV (рис. 4, c) было существенно симметричным. Это значит, что основной вклад в излучение линии CsI (455.5 nm) дает излучение из объема разряда, а не с поверхности электродов. Кроме того, наблюдалось значительное различие в кинетике интенсивностей этих двух линий в разряде вблизи катодов. Насыщение интенсивности излучения линии CsI (455.5 nm) происходило уже в начале разрядного импульса (рис. 4, b). При этом в центре разряда кинетика интенсивностей излучения этих линий во время разрядного импульса качественно совпадала (рис. 4, a). Насыщение яркостей излучения линии CsI (455.5 nm) происходило при существенно меньших плотностях тока разряда (рис. 4, d).

**Ионы цезия.** Кинетика интенсивностей излучения линий ионов цезия в режиме I (рис. 5, a) полностью совпадала с кинетикой интенсивности излучения линий



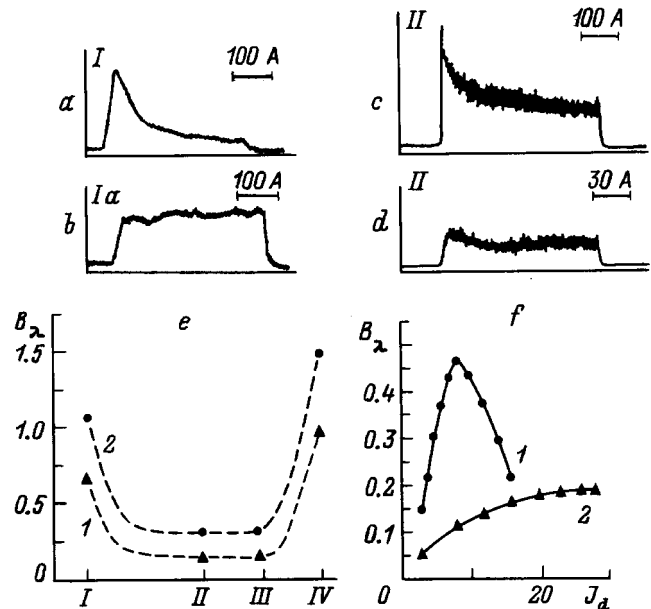
**Рис. 5.** Параметры излучения линии Cs II (460.4 nm) плазмы разряда: осциллограммы интенсивностей излучения в режимах I (a), Ia (b), II (c) (цена деления по вертикали 2 (a), 10 (b), 0.2 V (c)); d — пространственное распределение яркостей излучения по диагностическим щелям I–IV в режиме I для ПИГ; e — зависимости яркостей излучения от плотности тока разряда для планотрона (1) и ПИГ (2) в режиме I.

атомов цезия, в режиме II она существенно отличалась (рис. 5, c). Возрастание плотностей электронов и ионов цезия в разряде обуславливает быстрое квадратичное увеличение амплитуд интенсивностей излучения линий ионов цезия при росте плотности тока разряда. Яркости излучения всех цезиевых линий значительно возрастали в режиме I, a при форсированной подаче цезия в разряд, когда разряд становился практически цезиеводородным. Это приводило к небольшим изменениям в кинетике интенсивностей цезиевых линий (рис. 5, b и 3, b).

Пространственное распределение яркостей излучения линий ионов цезия по диагностическим щелям I–IV, так же как и линии Cs I (852.1 nm), было резко асимметричным (рис. 5, d), что свидетельствует о запираии атомов и ионов цезия вблизи катодной поверхности. При этом яркости излучения линий ионов цезия вблизи катодов в отличие от линий атомов цезия продолжали нарастать и при больших плотностях тока разряда (до  $\sim 30 \text{ A/cm}^2$ ) (рис. 5, e), а в центре разряда (на щели II) они достигали насыщения при плотностях тока разряда порядка  $10 \text{ A/cm}^2$ . Сравнение интенсивностей излучения линий атомов и ионов цезия показывает, что в режимах I–III цезий преимущественно ионизован в течение разрядного импульса.

**Молибден.** Из исследованных спектральных линий компонентов плазмы линии атомов молибдена имели наименьшие яркости излучения. В режиме I молибден выбивается из электродов поверхности-плазменных источников преимущественно в начале газоразрядного импульса (рис. 6, a). В более цезированном режиме I, a эмиссия молибдена и его возбуждение происходили более равномерно в течение всего разрядного импульса (рис. 6, b). Уменьшение распыления молибдена и выход его интенсивности излучения на стационарный уровень через  $200 \mu\text{s}$  после начала импульса обусловлен повышением степени покрытия катодов цезием вплоть до динамически равновесного значения, определяемого током ионов цезия на катод и его коэффициентом распыления. В режимах II–IV при более низкой плотности цезия на электродах интенсивности излучения линий молибдена существенно возрастали (рис. 6, c, d), а кинетика интенсивностей его линий была аналогичной режиму I.

Пространственное распределение яркостей излучения линий атомов молибдена по диагностическим щелям I–IV было симметричным (рис. 6, e). Яркости излучения линий атомов молибдена вблизи катодов возрастали в два–три раза, что свидетельствует о запираии атомов молибдена вблизи катодов. В режиме I при небольших плотностях тока разряда стационарный уровень интенсивности излучения атомов молибдена возрастает (рис. 6, f) благодаря росту плотности электронов в разряде. С увеличением плотности тока разряда блокировка катода цезием в планотроне становится более значительной и интенсивности излучения линий молибдена в

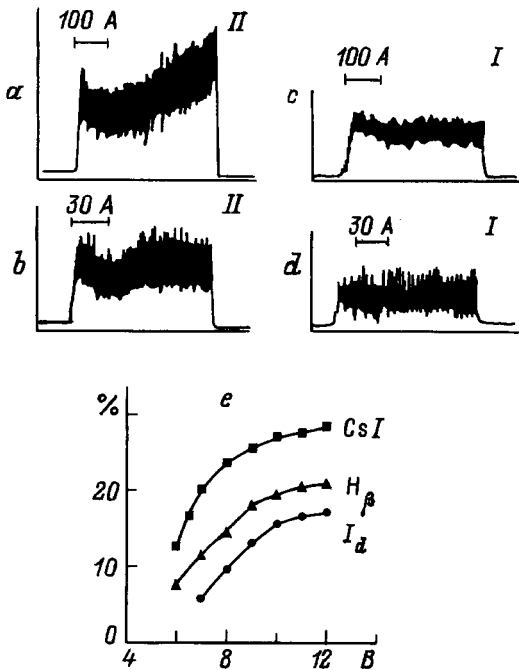


**Рис. 6.** Параметры излучения линии MO I (553.3 nm) плазмы разряда: осциллограммы интенсивностей излучения в режимах I (a), Ia (b) и II (c, d) (цена деления по вертикали 0.1 (a), 0.05 (b), 0.01 V (c)); e — пространственное распределение яркостей излучения по диагностическим щелям I–IV для ПИГ в режиме I; f — зависимости яркостей излучения от плотности тока разряда для планотрона (1) и ПИГ (2) в режиме I.

планотроне (кривая 1) начинают падать с ростом тока разряда, в то время как в ПИГ вблизи катодов яркости излучения линий молибдена (кривая 2) продолжают нарастать. В центре разрядного промежутка происходило быстрое насыщение яркостей излучения линий молибдена при достаточно малых плотностях тока разряда вследствие малой плотности молибдена.

### 3. Флуктуации интенсивностей излучения спектральных линий

Флуктуации тока ионов цезия на катод приводит к локальным изменениям цезиевого покрытия и эмиссионной способности катода. Это может являться причиной низкочастотных колебаний плотности электронов в разряде и связанными с ними флуктуациями интенсивностей излучения спектральных линий (рис. 7). С ростом тока разряда возрастали частота и уровень низкочастотных ( $\sim 10^6$  Hz) флуктуаций и шумов. Однако относительный уровень флуктуаций, определяемый как отношение среднеквадратичного значения флуктуации к среднему значению интенсивности излучения спектральных линий, при увеличении плотности тока разряда, как правило, уменьшался. При увеличении магнитного поля источников, а также при уменьшении подачи водорода и цезия в разряд уровень низкочастотных флуктуаций возрастал



**Рис. 7.** Параметры низкочастотных флуктуаций интенсивностей излучения спектральных линий Cs I, H $\beta$  и тока разряда: осциллограммы интенсивностей излучения линии Cs I (852.1 nm) (a, b) в режиме II и линии H $\beta$  (c, d) в режиме I, полученные с помощью широкополосной системы регистрации (цена деления по вертикали 0.2 (a, b), 1 V (c, d)); e — зависимости относительного уровня низкочастотных флуктуаций и шумов (%) спектральных линий Cs I и H $\beta$  и тока разряда от величины магнитной индукции внешнего магнитного поля.

(рис. 7, e). В режимах II и III уровень флуктуаций интенсивностей был значительно выше (рис. 7, a, b), чем в режиме I (рис. 7, c, d). Режим I в ПИГ сильно зависел от плотности цезия в разряде. Незначительное уменьшение подачи цезия в разряд приводило к возникновению различных неустойчивостей в разряде и переходу от шумовой к бесшумовой моде в процессе разрядного импульса. Это качественно видоизменяло кинетику интенсивностей излучения всех спектральных линий элементов плазмы, за исключением линий молибдена.

Наблюдалась четкая корреляция между колебаниями интенсивностей излучения спектральных линий и колебаниями тока (напряжения) в разряде источника. Колебания тока и напряжения разряда источника однозначно приводят к флуктуациям эмиттанса пучка отрицательных ионов водорода, вытягиваемого высоковольтным полем из разряда (отчет по спецтеме СФТИ № 7205, 1987 г.). При плотности тока разряда в источнике порядка 30 A/cm<sup>2</sup> увеличение магнитного поля с 6 до  $9 \cdot 10^{-2}$  Т приводило к возрастанию частоты колебаний тока разряда с 0.5 до 10 МГц и росту величины эмиттанса пучка ионов H $^-$  почти в два раза (отчет СФТИ № 7504, 1989 г.). Увеличение эмиттанса пучка ионов может быть также частично связано с ростом неоднородностей магнитного поля источника и объемного заряда пучка.

### 4. Температура атомов водорода в разряде

Температура атомов водорода  $T_{H^0}$  в плазме разряда источника определялась по доплеровскому уширению H $\alpha$ -линии

$$T_{H^0}[\text{eV}] = 4 \cdot 10^2 [\Delta\lambda_D(\text{nm})]^2. \quad (1)$$

Доплеровская ширина спектра ( $\Delta\lambda_D$ ) H $\alpha$ -линии находилась из интерферограмм спектров излучения. Типичные интерферограммы спектров излучения H $\alpha$ -линии для планотрона (a) и ПИГ (b), полученные за один разрядный импульс, приведены на рис. 8, a, b. При микрофотометрировании интерферограмм не было обнаружено тонкой структуры H $\alpha$ -линии. Ее можно не учитывать, если преобладающим процессом возбуждения атомов водорода является диссоциация молекул водорода электронным ударом, когда две трети энергии излучается на переходе  $3^2D_{5/2} \rightarrow 2^2P_{3/2}$  [8]. В импульсном разряде заметная часть атомов водорода образуется в результате десорбции с поверхности электродов, что может приводить к уширению контура H $\alpha$ -линии, в том числе и за счет тонкой структуры.

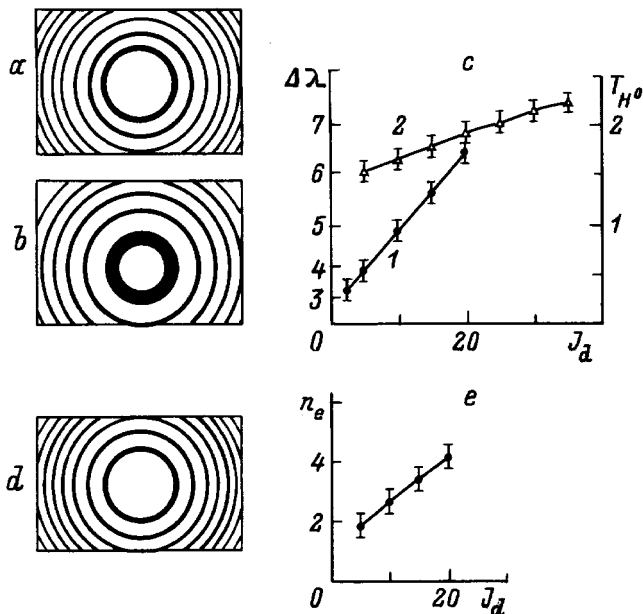
Температура атомов водорода в плазме разрядов и эмиттансы пучков ионов H $^-$  в планотроне (1) и ПИГ (2) линейно возрастали с увеличением плотности тока разряда (рис. 8, c). До плотностей тока разряда источников  $\leq 25$  A/cm<sup>2</sup> температура атомов водорода и эмиттанс пучка ионов H $^-$ , вытягиваемого из источника, в планотроне были ниже, чем в ПИГ (отчет СФТИ № 7504, 1989 г.).

## Плотность и температура электронов в плазме разряда

Плотность электронов в плазме разряда оценивалась по штарковскому уширению  $H_\beta$ -линии, типичная интерферограмма спектра которой показана на рис. 8, *d*. Плотность электронов в плазме линейно зависела от плотности тока разряда, при плотности тока  $20 \text{ A/cm}^2$  ее значение составило  $n_e = 4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  (рис. 8, *e*).

Температура электронов в разряде находилась из соотношения интенсивностей бальмеровских линий в приближении локального термодинамического равновесия и максвелловского распределения электронов по энергиям. Рассчитанное по методике [9] ее значение составило  $0.4 \text{ eV}$ . Аномально низкие значения температуры электронов получались также из распределения интенсивностей в спектре рекомбинационного континуума на уровень  $5d$  ( $550\text{--}590 \text{ nm}$ ) [10]. "Цезиевая" температура электронов составила  $\sim 0.1 \text{ eV}$  и очень слабо зависела от плотности цезия.

Аномально низкие полученные значения температуры электронов свидетельствуют об ограниченной применимости модели локального термодинамического равновесия в условиях сильноточного тлеющего разряда с неравновесным характером процессов на поверхности электродов. В этом случае наряду с низкоэнергетичной группой максвеллизированных электронов необходимо учитывать роль группы быстрых первичных электронов.



**Рис. 8.** Интерферограммы спектров излучения  $H_\alpha$ -линии для планотрона (*a*) и ПИГ (*b*); зависимости температуры атомов водорода  $T_{H^0}$  (eV) и ширины спектра  $\Delta\lambda$  ( $\text{nm} \cdot 10^{-2}$ ) излучения  $H_\alpha$ -линии от плотности тока разряда для планотрона (*1*) и ПИГ (*2*) в режиме *I* (*c*); интерферограмма спектра излучения  $H_\beta$ -линии для планотрона в режиме *I* (*d*); зависимости плотности электронов  $n_e$  ( $\text{cm}^{-3} \cdot 10^{13}$ ) в разряде планотрона от плотности тока в режиме *I* (*e*).

## Выводы

Использование спектроскопических методов позволило реализовать невозмущающий контроль и достоверно измерить все основные параметры плазмы разрядов поверхностно-плазменных источников ионов  $H^-$ . Полученные результаты дают возможность построения реальных теоретических моделей этих источников. Показано, что для получения ускоренных пучков ионов  $H^-$  с минимально возможным эмиттансом в качестве их источника более предпочтительно применение планотрона, имеющего наименьшую температуру атомов водорода в плазме разряда и меньшую расходимость пучка ионов  $H^-$ , вытягиваемого из источника.

## Список литературы

- [1] Анциферов В.В., Бескорвайный В.В., Бельченко Ю.И. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР. Новосибирск, 1988. № 88–116. 21 с.
- [2] Antsiferov V.V., Beskorovaynyy V.V., Belchenko Yu.I. et al. // AIP Conf. Proc. 1990. N 210. P. 427–447.
- [3] Анциферов В.В., Бескорвайный В.В. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 4. С. 50–57.
- [4] Анциферов В.В., Бескорвайный В.В. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 5. С. 41–47.
- [5] Анциферов В.В. Препринт. ИЯФ СО РАН. Новосибирск, 1993. № 93-49. 23 с.
- [6] Janev R.K. Report PPPL-TM-368. 20 p.
- [7] Бельченко Ю.И., Димов Г.И., Дудников В.Г., Куприянов А.С. Препринт ИЯФ СО РАН. Новосибирск, 1988. № 88–14. 36 с.
- [8] Полякова Г.Н., Раниок А.И., Ерко В.Ф. // ЖЭТФ, 1977. Т. 73. Вып. 6. С. 2131–2141.
- [9] Smith H.V., Allison P. // AIP Conf. Proc. 1987. N 158. P. 181–192.
- [10] Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма / Под ред. Б.Я. Мойжеса, Г.Е. Пикуса. М.: Наука, 1973. 480 с.