

24

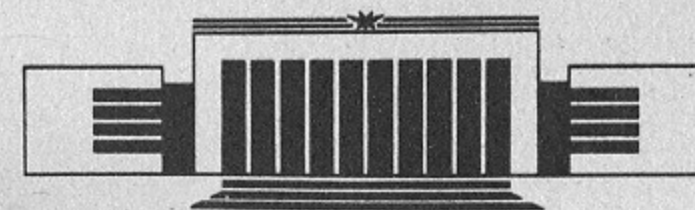


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН

В.В. Анциферов

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ
ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ
РАЗРЯДОВ ПЛАНОТРОННОГО
И ПЕННИНГОВСКОГО
ИСТОЧНИКОВ ИОНОВ Н⁻

ИЯФ 93-49



НОВОСИБИРСК

Спектроскопические измерения параметров плазмы разрядов планотронного и пеннинговского источников ионов H^-

В.В. Анциферов

*Институт ядерной физики
им. Г.И. Будкера СО РАН*

Аннотация

Исследована плазма сильноточных тлеющих водородно-цезиевых разрядов планотронного и пеннинговского источников ионов H^- при использовании спектроскопических методов. Определен элементный и зарядовый состав плазмы. Измерена температура атомов водорода и сделана оценка плотности электронов в плазме. Прослежено изменение плотностей атомов водорода, цезия и молибдена (материала электродов) и ионов цезия в течение разрядного импульса с пространственным разрешением по двум координатам. Обнаружено запираание атомов и ионов цезия и атомов молибдена у катодной поверхности. Измерена энергия излучения плазмы разряда в видимом диапазоне спектра.

© Институт ядерной физики СО РАН

ВВЕДЕНИЕ

В источниках ионов H^- используются водородно-цезиевые разряды, имеющие 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, поскольку применение зондовых методов для невозмущающих измерений ее параметров чрезвычайно затруднено из-за малых объемов плазмы, влияния магнитного поля источника и адсорбции цезия. Более адекватными методами исследования параметров плазмы сильноточных разрядов источников ионов являются спектроскопические методы, имеющие ряд существенных преимуществ: бесконтактность измерений и отсутствие возмущающего воздействия на объект; высокие чувствительность, избирательность и скорость измерений; невосприимчивость к электромагнитным помехам.

В настоящей работе приводятся результаты спектроскопических исследований плазмы разрядов источников ионов H^- с планотронной и пеннинговской геометрией электродов, предварительно опубликованные нами в [1-3].

1. ОПИСАНИЕ ИСТОЧНИКОВ

Электроды планотронного (рис. 1,а) и пеннинговского (ПИГ) (рис. 1,б) источников ионов H^- были изготовлены из особо чистого молибдена. Внешнее магнитное поле B обеспечивало осцилляцию электронов в

скрещенных $E \times B$ полях для планотрона и в $E \parallel B$ — для ПИГа. Очищенный водород подавался в разряд с помощью электромагнитного клапана в импульсном режиме, а цезий — в постоянном из внешнего нагреваемого контейнера с цезированным пирраграфитом. Основные параметры газоразрядных камер планотрона и пеннинговского источника были следующими: напряжение разряда — 100–600 В, ток разряда — 10–150 А, длительность импульса — 850 и 35 мкс, частота следования импульсов — 1–10 Гц, магнитное поле — 0,5–1,5 кГс, температура катодов — 400–800°C, температура анода — 200–400°C, площадь катода — 5 см² (планотрона) и 2,5 см² (ПИГа), плотность молекул водорода — до 10¹⁶ см⁻³, плотность цезия — до 10¹³ см⁻³.

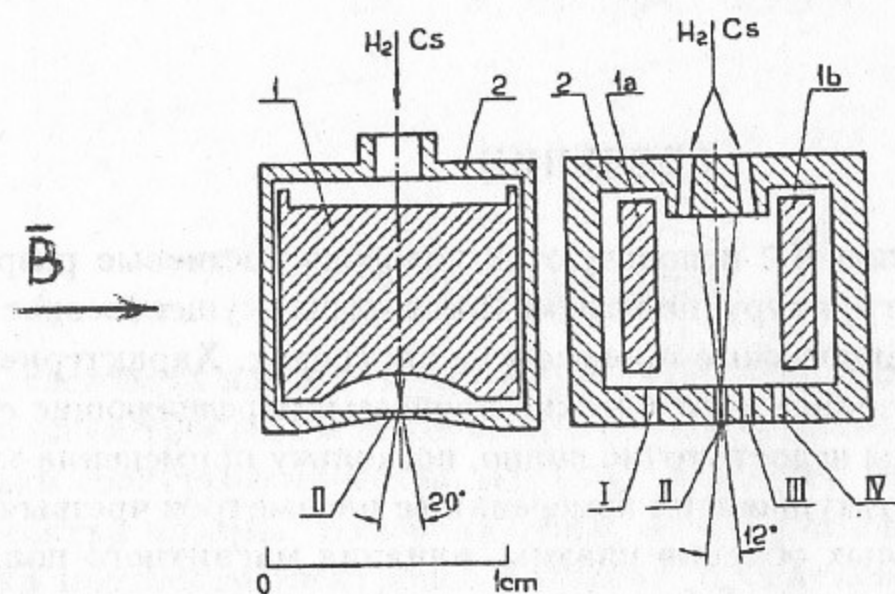


Рис. 1. Схемы газоразрядных камер планотронного (а) и пеннинговского (б) источников ионов H⁻: 1 — катод, 2 — анод, B — магнитное поле, I-IV — диагностические щели.

Наблюдалось несколько устойчивых режимов (I-IV) работы водородно-цезиевого разряда, отличающихся напряжением разряда и видом вольт-амперной характеристики (рис. 2,а). При этом формы импульсов тока (рис. 2,б) и напряжения (рис.2,в) разряда были близки к прямоугольным. Режим IV осуществлялся в чисто водородном разряде без цезия на обезгаженных предварительной тренировкой электродах. Водородно-цезиевые режимы I-III отличались количеством накопленного на электродах цезия и определялись температурой электродов и скоростью подачи цезия в разряд.

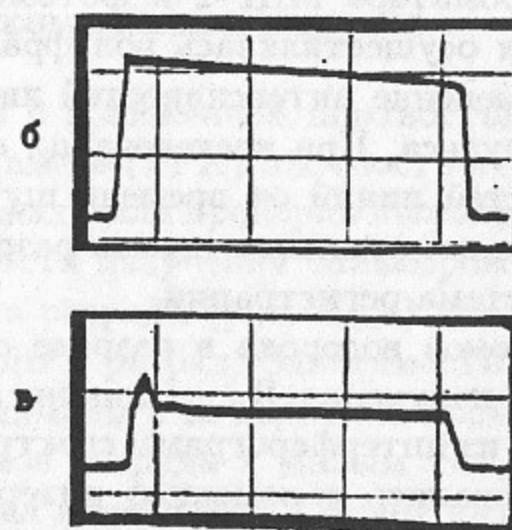
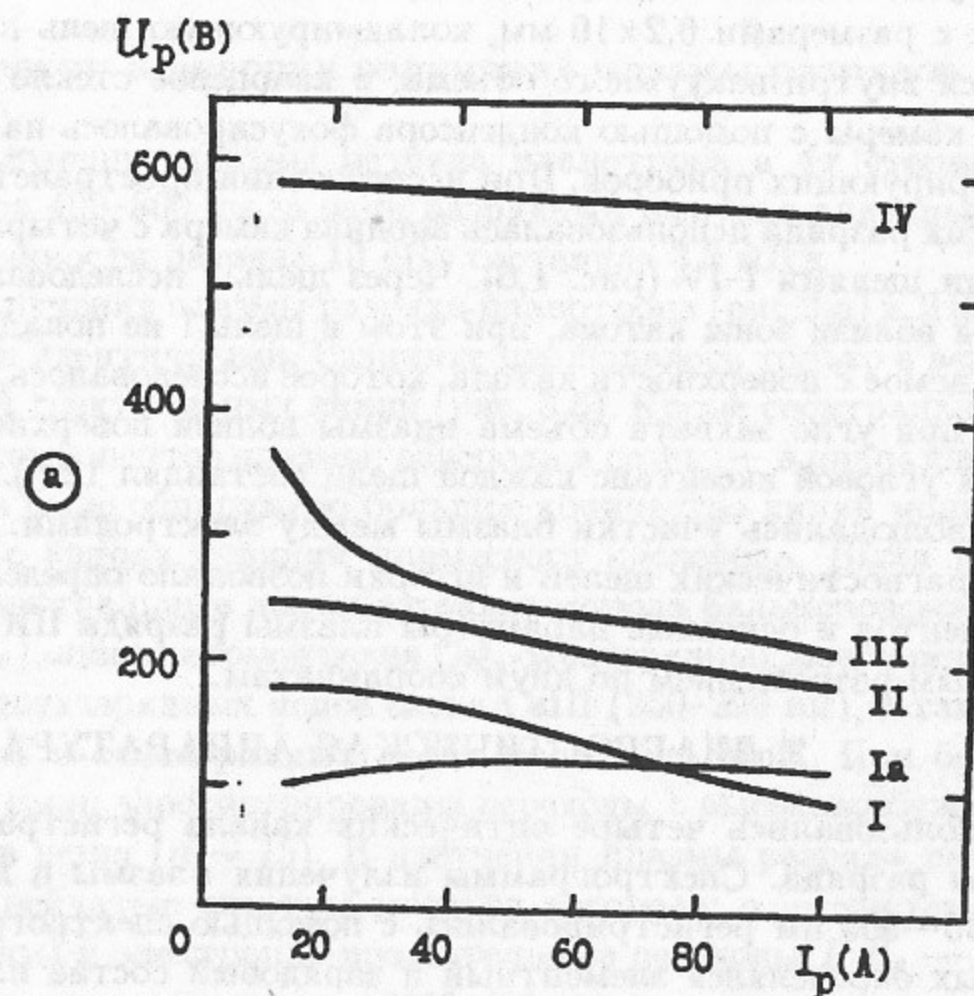


Рис. 2. а — вольт-амперные характеристики режимов сильноточных тлеющих разрядов источников ионов H⁻; б, в — осциллограммы импульсов тока (б) и напряжения (в) разрядов источников; масштабы: по горизонтали — 200 мкс/дел., по вертикали — 50 А (б) и 200 В(в).

Излучение плазмы разряда через диагностическую щель в анодной камере с размерами $0,2 \times 10$ мм, 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,б). Через щель I исследовалось излучение плазмы вблизи зоны катода, при этом в щель I не попадало излучение, испускаемое с поверхности катода, которое исследовалось с помощью щели IV при угле захвата объема плазмы вблизи поверхности катода 2° (общий угловой аксептанс каждой щели составлял 12°). Через щели II и III наблюдались участки плазмы между электродами. Использование ряда диагностических щелей и шторки позволило определить динамику компонентов и основные параметры плазмы разряда ПИГа с пространственным разрешением по двум координатам.

2. ДИАГНОСТИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА

Использовались четыре оптических канала регистрации излучения плазмы разряда. Спектрограммы излучения плазмы в диапазоне спектра 230–900 нм регистрировались с помощью спектрографа СТЭ-1, из которых определялся элементный и зарядовый состав плазмы. Измерение абсолютных и относительных интенсивностей излучения отдельных спектральных линий водорода, цезия и молибдена производились при использовании монохроматора МДР-2 и фотоэлектронных умножителей, калибровка которых осуществлялась вольфрамовой лампой СИ 8-200у. Прослеживалось изменение интенсивностей линий на фронтах и в течение разрядного импульса. При исследовании общего характера зависимостей интенсивностей линий от времени шумы излучения обрезались РС-фильтром, а при исследовании шумов разряда использовалась более широкополосная система регистрации.

Температура атомов водорода в разряде определялась по интерферограммам спектра излучения H_α — линии, а плотность электронов в плазме оценивалась из интерферограмм спектра излучения H_β — линии, которые регистрировались с помощью интерферометров Фабри–Перо. Применение интерференционных фильтров с повышенным коэффициентом пропускания (до 80%) и диэлектрических зеркал с малым поглощением позволило существенно увеличить эффективность регистрации и получать интерферограммы спектров линий за один разрядный импульс. Энергия излучения плазмы разряда в области спектра 400–800 нм измерялась с помощью термонарного баллометра РТН-30 С.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Спектр и энергия излучения плазмы разрядов

Энергия излучения плазмы разряда планотрона в 4π стерадиан в области спектра 400–800 нм за один разрядный импульс длительностью 850 мкс при мощности разряда 10 кВт составила 3,2 мДж.

Спектры излучения плазмы разряда планотрона (рис. 3,а) и ПИГа были практически идентичными. Различие наблюдалось только в величине интенсивностей спектральных линий (рис. 3,б). 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 CsI, однозарядных ионов цезия CsII (300–650 нм), двухзарядных ионов цезия CsIII (250–290 нм), а также линии атомов MoI и однозарядных ионов молибдена MoII. 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: α — 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.

3.2. Интенсивности излучения спектральных линий компонентов плазмы

Водород. В режиме I с пониженной плотностью молекулярного водорода в газоразрядной камере (ГРК) 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 разряда (рис. 4,д,е) и плотности молекулярного водорода, подаваемого в разряд. Зависимости яркостей излучения линий от тока разряда снимались за короткий промежуток времени при переходе от больших токов разряда к малым так, чтобы тепловой режим электродов не успевал измениться. Отсчет интенсивности производился на плато в средней части импульса и пересчитывался с учетом спектральной чувствительности фотоумножителя. Кинетика интенсивностей излучения бальмеровских линий на всех диагностических щелях была идентичной и повторяла форму газового импульса молекулярного

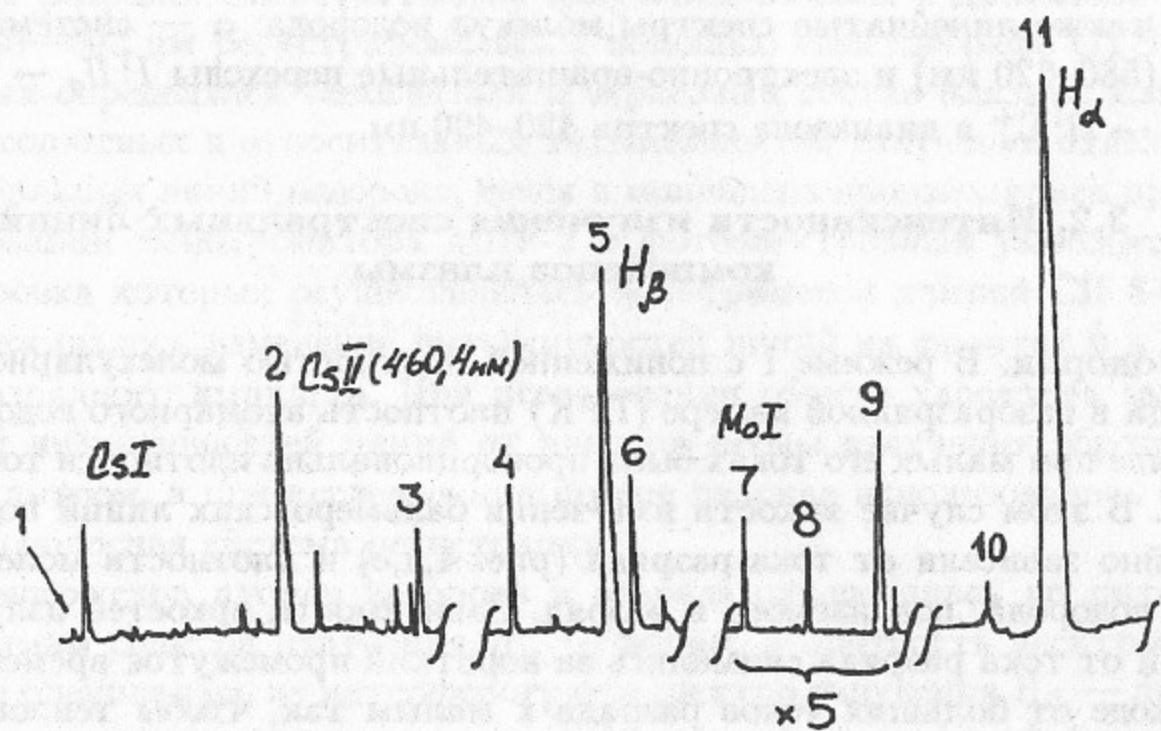
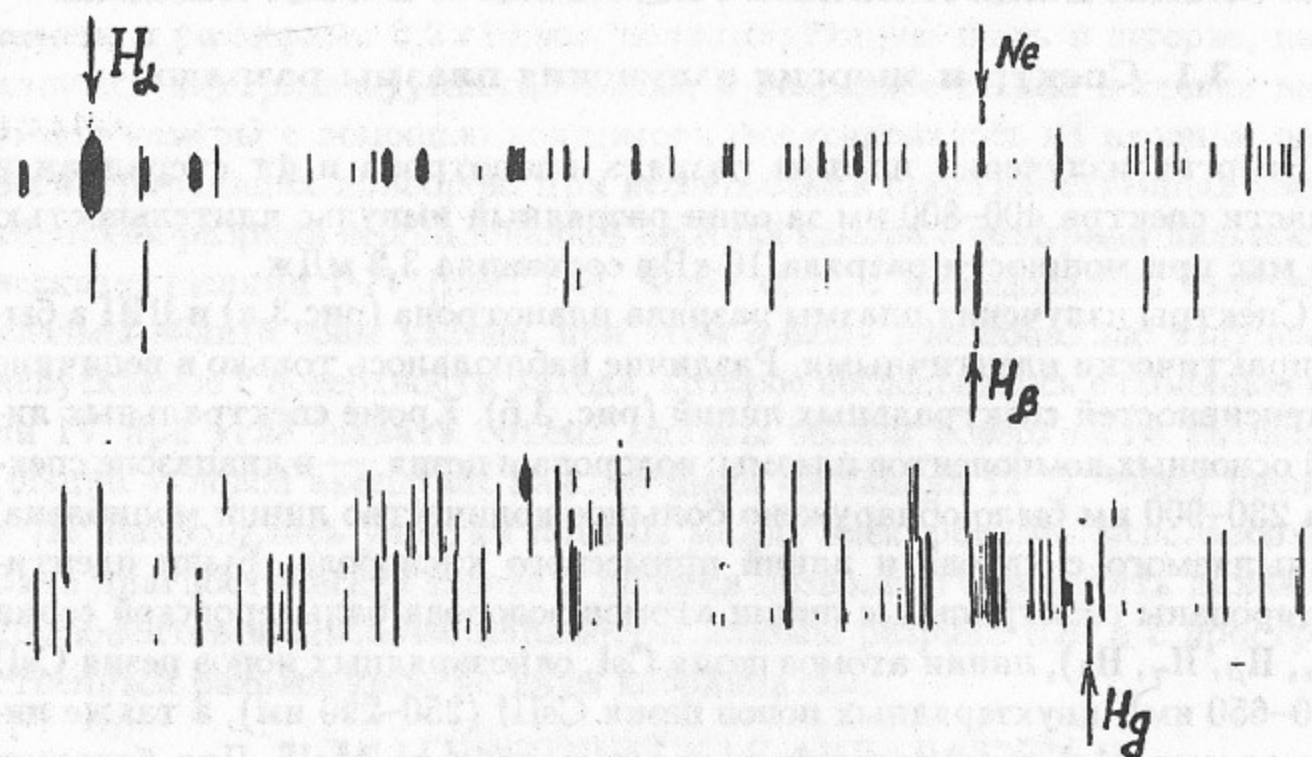


Рис. 3. а — спектрограмма излучения плазмы разряда планотронного источника, короткие линии — реперы, полученные при регистрации излучения ртутной и неоновой ламп; б — микрофотограмма спектра излучения плазмы разряда пеннинговского источника ионов H^- .

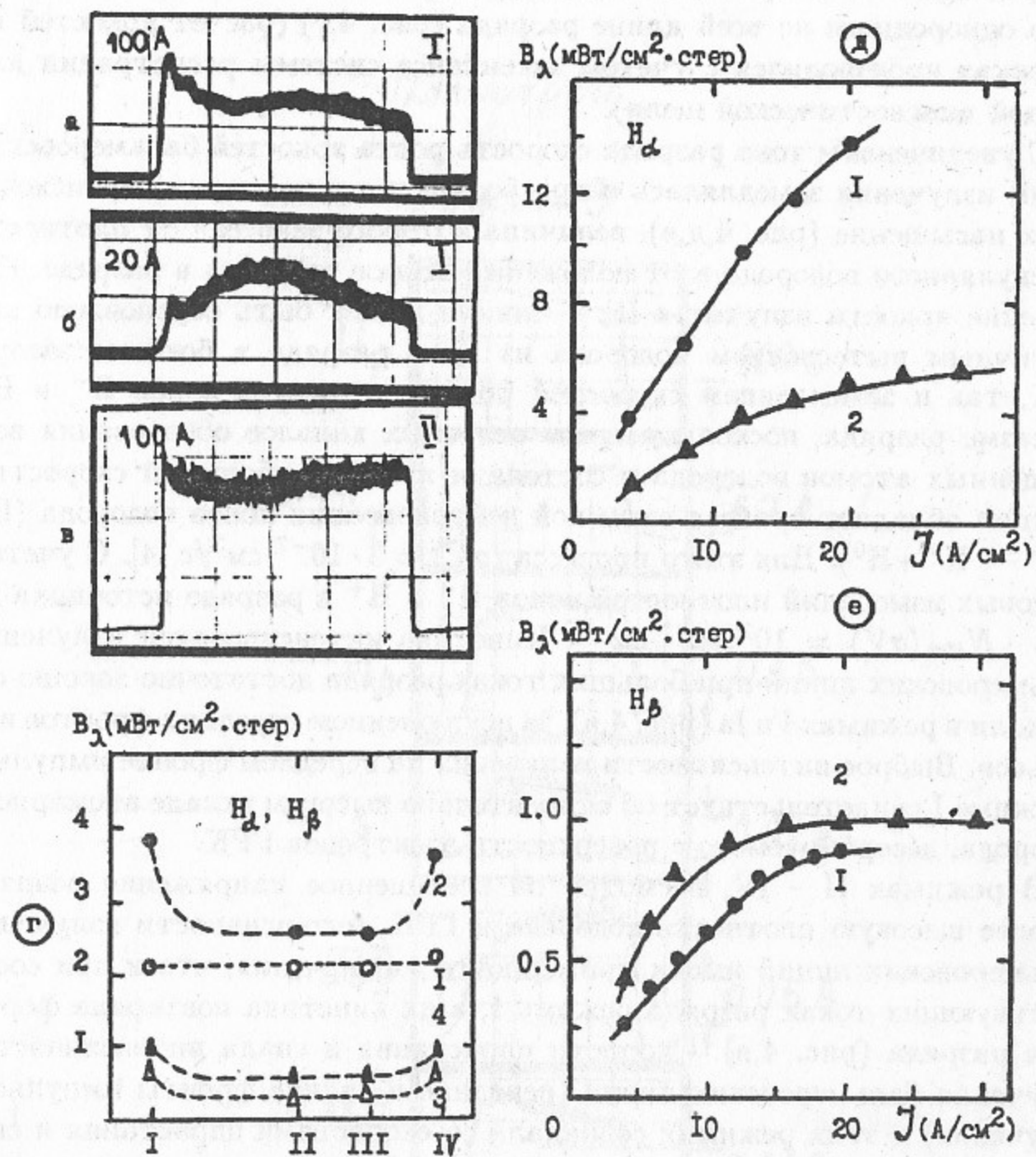


Рис. 4. Параметры излучения бальмеровских линий водорода: а-в — осциллограммы интенсивностей излучения в режимах I (а,б) и II (в), масштаб — 200 мкс/дел; г — пространственное распределение яркостей V_λ излучения H_α — линии (1, 2) и H_β — линии (3, 4) по диагностическим щелям I-IV для ПИГа в режиме I; д, е — зависимости яркостей V_λ излучения H_α — линии (д) и H_β — линии (е) от плотности тока разряда для планотрона (1) и ПИГа (2).

водорода (рис. 4,б). Пространственное распределение плотности водорода было однородным по всей длине разряда (рис. 4,г) (расчет яркостей на графиках производился с учетом акцептанса системы регистрации для каждой диагностической щели).

С увеличением тока разряда скорость роста яркостей бальмеровских линий излучения замедлялась и при больших токах разряда происходило их насыщение (рис. 4,д,е), величина которого зависела от плотности молекулярного водорода и от положения атомов водорода в разряде. Насыщение яркости излучения H_{α} — линии может быть обусловлено как частичным вытеснением водорода из зоны разряда в боковые зазоры ГРК, так и замедлением скоростей роста плотностей ионов H^{-} и H^{+} в плазме разряда, поскольку среди основных каналов образования возбужденных атомов водорода в состоянии $n = 3$ наибольшей скоростью реакции обладает процесс взаимной нейтрализации ионов водорода ($H^{-} + H^{+} \rightarrow H^{*} + H^{0}$). Для этого процесса $\langle \sigma V \rangle = 3 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ [4]. С учетом зондовых измерений плотностей ионов H^{-} и H^{+} в разряде источника [5] $N_{H^{-}} \cdot N_{H^{+}} \langle \sigma V \rangle = 10^{20} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$. Кинетика интенсивностей излучения бальмеровских линий при больших токах разряда достаточно хорошо совпадали в режимах I и Ia (рис. 4,а), за исключением передних фронтов импульсов. Выброс интенсивности излучения на переднем фронте импульса в режиме I свидетельствует об относительно высоком вкладе атомарного водорода, десорбируемого с поверхности электродов ГРК.

В режимах II – IV, несмотря на повышенное напряжение разряда и более высокую плотность водорода в ГРК, 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. 4,в). 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 (рис. 5,б,в) (с целью увеличения временного разрешения при этом использовался более короткий импульс 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 нм обладает линия атомов цезия $CsI(852,1 \text{ нм})$ (рис. 6), имеющая наибольшее значение силы осциллятора перехода ($f = 0,8$). Зависимости яркостей излучения линии $CsI(852,1 \text{ нм})$ от плотности тока разряда в режиме I для пламотрона и ПИГа приведены на рис. 6,д (отсчет производился по максимуму интенсивности в конце импульса). При очень малых плотно-

Пламотрон

Режим 3

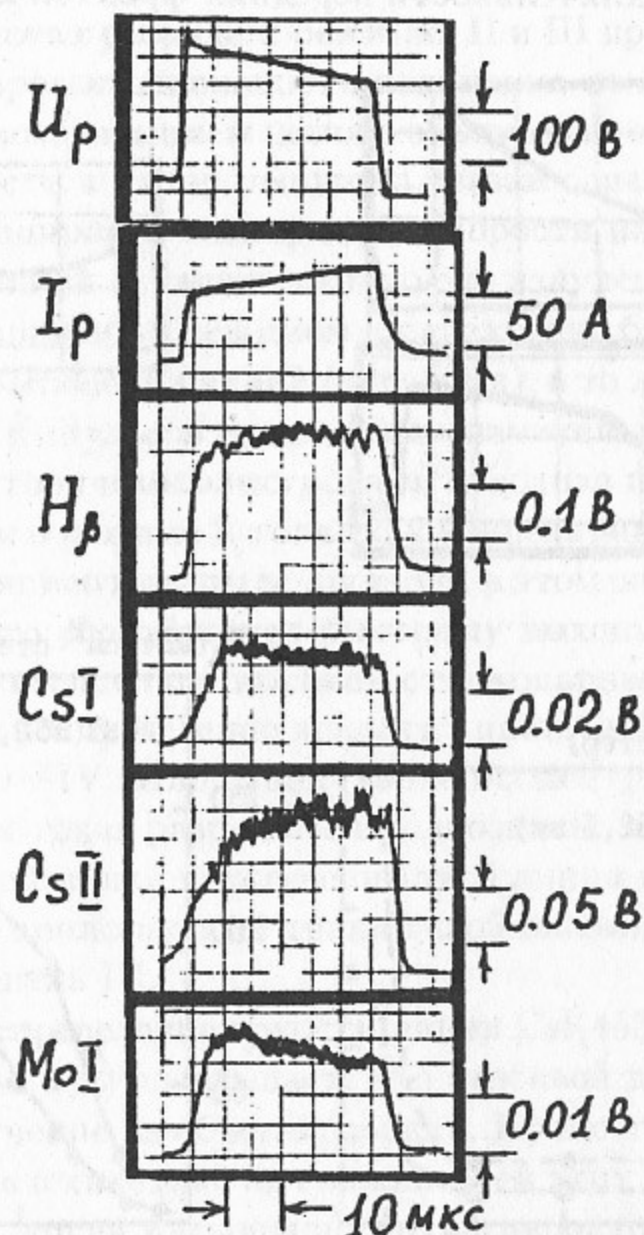


Рис. 5. Осциллограммы напряжения (а), тока (б) разряда и интенсивностей спектральных линий H_{β} (в), $CsI(455,5 \text{ нм})$ (г), $CsII(460,4 \text{ нм})$ (д) и $MoI(553,3 \text{ нм})$ (е) для укороченного газоразрядного импульса в режиме II. Масштаб по горизонтали — 5 мкс/дел.

стях тока разряда возрастание плотностей электронов и цезия в объеме разряда обуславливает квадратичное увеличение амплитуды яркости излучения линии. Затем с ростом тока разряда, на небольшом участке зна-

чений его плотности, наблюдался линейный рост яркости излучения, и при больших плотностях тока разряда скорость роста яркости линии излучения резко падала, что связано с возрастанием скорости ионизации цезия и уменьшением его плотности в межэлектродном зазоре.

При больших токах разряда интенсивности линии CsI(852,1 нм) и других цезиевых линий нарастали в конце разрядного импульса (рис. 6,а,б). 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 междуэлектродного зазора, приводит к возрастанию равновесной плотности и накоплению цезия в разряде. Кинетика интенсивности линии CsI имела другой характер при малых токах разряда и режимах II и III при больших токах (рис. 6,в). Резкий выброс интенсивности излучения на переднем фронте импульса обусловлен возбуждением цезия в объеме разрядного промежутка, а рост интенсивности к концу импульса связан с выделением цезия в разряд за счет бомбардировки электродов. Скорости нарастания интенсивностей цезиевых линий в начале импульсов излучения возрастали в режимах II и III по сравнению с режимом I, однако, они были существенно меньше, чем для бальмеровских линий (рис. 5,г,д), в то же время спад интенсивностей в конце импульсов происходил значительно быстрее. Во II и III режимах с более горячими электродами исходная плотность цезия в объеме ГРК выше, чем в режиме I, тогда как концентрация цезия на электродах мала, и коэффициент распыления цезия в этом случае имеет более высокую величину, что способствует быстрому выходу интенсивностей цезиевых линий на относительно высокий стационарный уровень.

Пространственное распределение яркости линии CsI(852,1 нм) по диагностическим щелям I—IV было существенно асимметричным (рис. 6,г), особенно при больших токах разряда. Это однозначно свидетельствует о том, что определяющий вклад в излучение этой линии дает эмиссионная поверхность катода и прилегающий тонкий слой плазмы, которые можно видеть только через щель IV.

Симметричное распределение яркости линии CsI(455,5 нм) по диагностическим щелям (рис. 7,в) показывает, что основной вклад в излучение этой линии дает излучение из объема разряда. Кроме того, наблюдалось существенное отличие в кинетике интенсивностей этих двух линий в разряде вблизи катодов, когда насыщение интенсивности линии CsI(455,5 нм) происходило уже в начале разрядного импульса (рис. 7,б). При этом в центре разряда характер зависимостей интенсивностей излучения этих линий от времени совпадал (рис. 7,а). Насыщение яркости излучения линии CsI(455,5 нм) происходило существенно при меньших плотностях тока разряда (рис. 7,г).

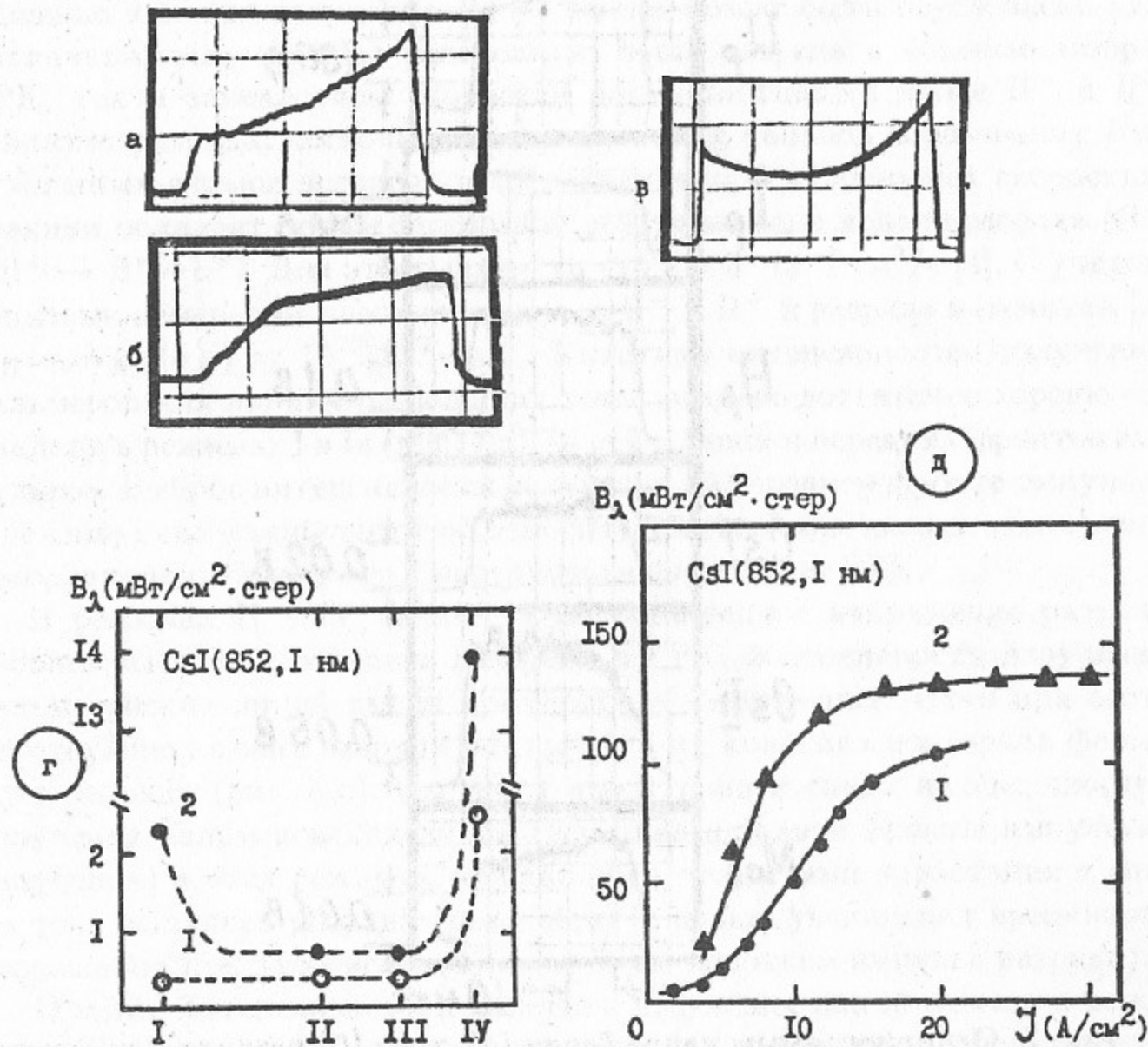


Рис. 6. Параметры излучения линии CsI (852,1 нм): а-в — осциллограммы интенсивностей в режимах I(а), Ia(б), II(в), масштаб — 200 мкс/дел; г—пространственное распределение яркостей линии по диагностическим щелям I—IV в режиме I для ПИГа; д — зависимости яркостей излучения линии B_λ от плотности тока разряда для планотрона (1) и ПИГа (2) в режиме I.

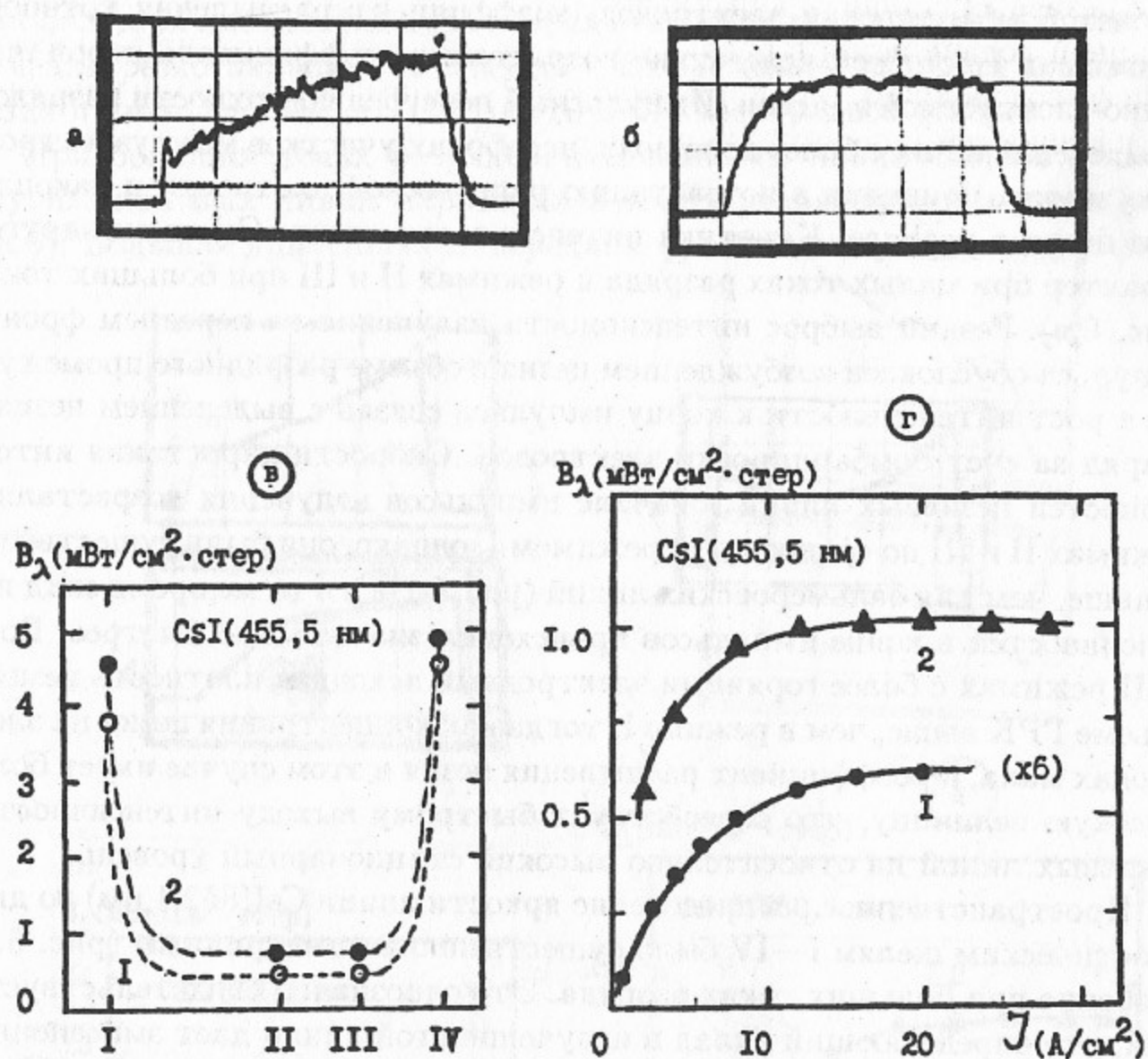


Рис. 7. Параметры излучения линии CsI(455,5 нм)
 а-б — осциллограммы интенсивностей в режимах I, (масштаб 200 мкс/дел;
 в — пространственное распределение яркостей по диагностическим щелям I-IV в режиме I для ПИГа; г — зависимости яркостей излучения линии B_λ от плотности тока разряда для планотрона (1) и ПИГа(2) в режиме (I).

Ионы цезия. Кинетика интенсивностей линий ионов цезия в режиме I (рис. 8,а) полностью совпадала с кинетикой интенсивностей линий атомов цезия (рис. 6,а и 7,а), в режиме II она отличалась (рис. 8,в). Возрастание плотностей электронов и ионов цезия в разряде обуславливает быстрое, квадратичное увеличение амплитуды интенсивности излучения

линии ионов цезия при возрастании тока разряда. Яркости излучения всех цезиевых линий значительно возрастали в режиме Ia при форсированной подаче цезия в разряд, когда разряд становился, практически, цезиево-водородным. Это приводило к небольшим изменениям в кинетике интенсивностей цезиевых линий (рис. 8,б и 6,б).

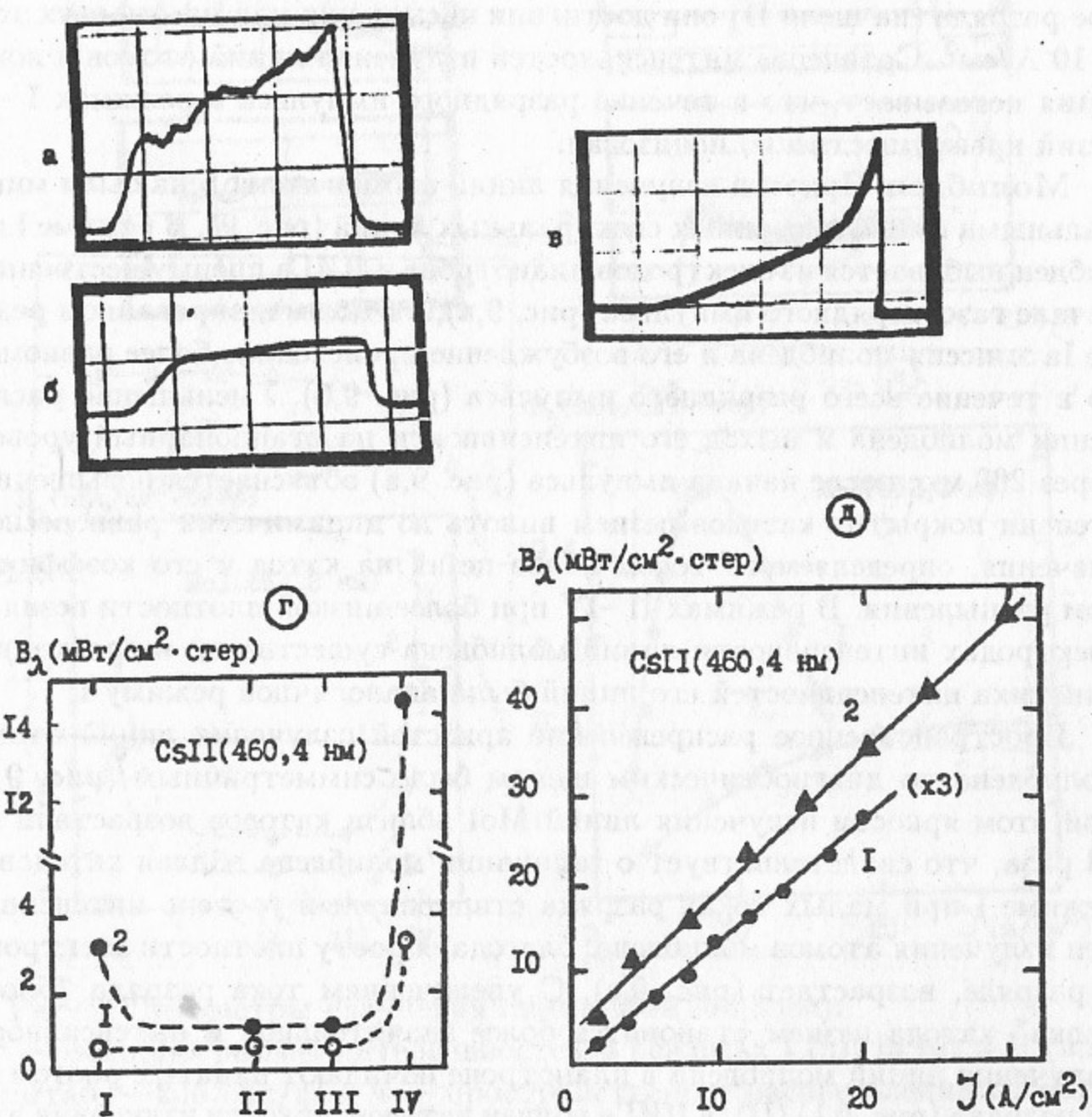


Рис. 8. Параметры излучения линии CsII(460,4 нм):
 а-в — осциллограммы интенсивностей в режимах I (а), Ia (б) и II (в), масштаб — 200 мкс/дел; г — пространственное распределение яркостей линии по диагностическим щелям I — IV в режиме I для ПИГа; д — зависимости яркостей B_λ излучения линии от плотности тока разряда для планотрона (1) и ПИГа (2) в режиме I.

Пространственное распределение яркостей линий ионов цезия по диагностическим щелям, также как и линии CsI(852,1 нм), было резко асимметричным (рис. 8,г), что свидетельствует о запираии ионов цезия вблизи катодов. При этом яркости излучения линий ионов цезия вблизи катодов, в отличие от линий атомов цезия, продолжали нарастать и при больших плотностях тока разряда (до $\sim 30 \text{ А/см}^2$) (рис. 8,д), а в центре разряда (на щели II) они достигали насыщения при плотностях тока $\sim 10 \text{ А/см}^2$. Сравнение интенсивностей излучения линий атомов и ионов цезия показывает, что в течение разрядного импульса в режимах I – III цезий преимущественно ионизован.

Молибден. Яркости излучения линий атомов молибдена были минимальными из исследованных спектральных линий (рис. 9). В режиме I молибден выбивается из электродов планотрона и ПИГа преимущественно в начале газоразрядного импульса (рис. 9,а), а в более цезированном режиме Ia эмиссия молибдена и его возбуждение происходило более равномерно в течение всего разрядного импульса (рис. 9,б). Уменьшение распыления молибдена и выход его интенсивности на стационарный уровень через 200 мкс после начала импульса (рис. 9,а) объясняется 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 линий молибдена существенно возрастали, а кинетика интенсивностей его линий была аналогичной режиму I.

Пространственное распределение яркостей излучения линий атомов молибдена по диагностическим щелям было симметричным (рис. 9,д), при этом яркости излучения линий MoI вблизи катодов возрастали в 2–3 раза, что свидетельствует о запираии молибдена вблизи катодов. В режиме I при малых токах разряда стационарный уровень интенсивности излучения атомов молибдена, благодаря росту плотности электронов в разряде, возрастает (рис. 9,е). С увеличением тока разряда "блокировка" катода цезием становится более значительной и интенсивности излучения линий молибдена в планотроне начинают падать с ростом тока разряда (рис. 9,е) (1), в ПИГе вблизи катодов, яркости излучения этих линий продолжают нарастать (2). В центре разрядного промежутка происходило насыщение яркостей излучения линий молибдена при малых плотностях тока разряда вследствие небольшой плотности молибдена.

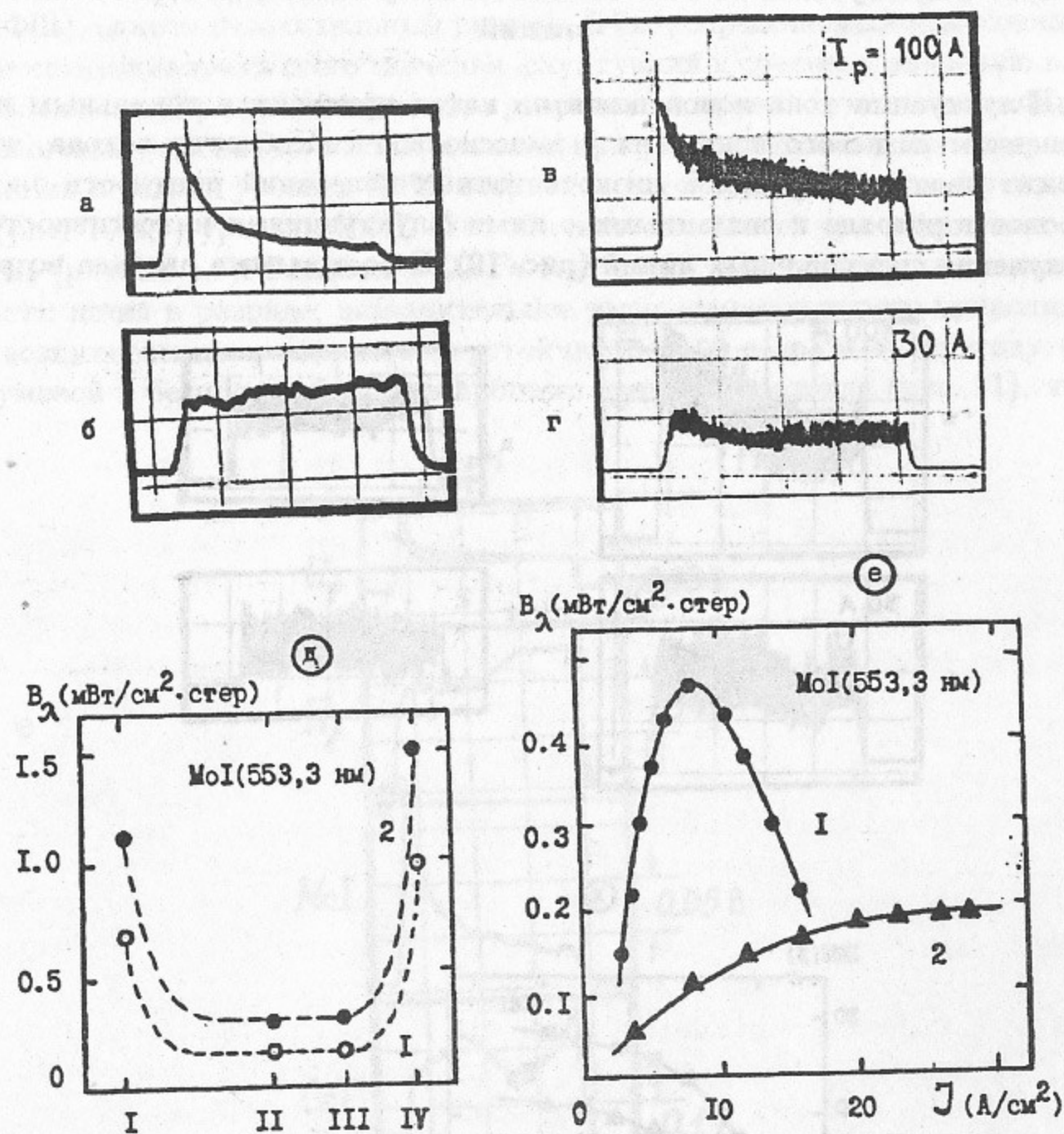


Рис. 9. Параметры излучения линии MoI(553,3 нм): а-г — осциллограммы интенсивностей в режимах I (а), Ia (б) и II (в,г), масштаб — 200 мкс/дел; д — пространственное распределение яркостей V_λ по диагностическим щелям I – IV в режиме I для ПИГа; е — зависимости яркостей V_λ излучения линии от плотности тока разряда для планотрона (1) и ПИГа (2) в режиме I.

3.3. Флуктуации интенсивностей излучения спектральных линий

Флуктуации тока ионов цезия на катод приводит к локальным изменениям цезиевого покрытия и эмиссионной способности катода, что может являться причиной низкочастотных колебаний плотности электронов в разряде и связанными с ними флуктуациями интенсивностей излучения спектральных линий (рис. 10). С ростом тока разряда возра-

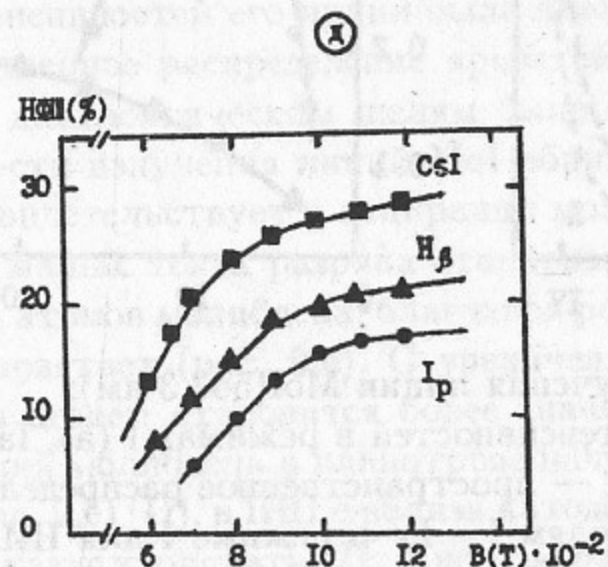
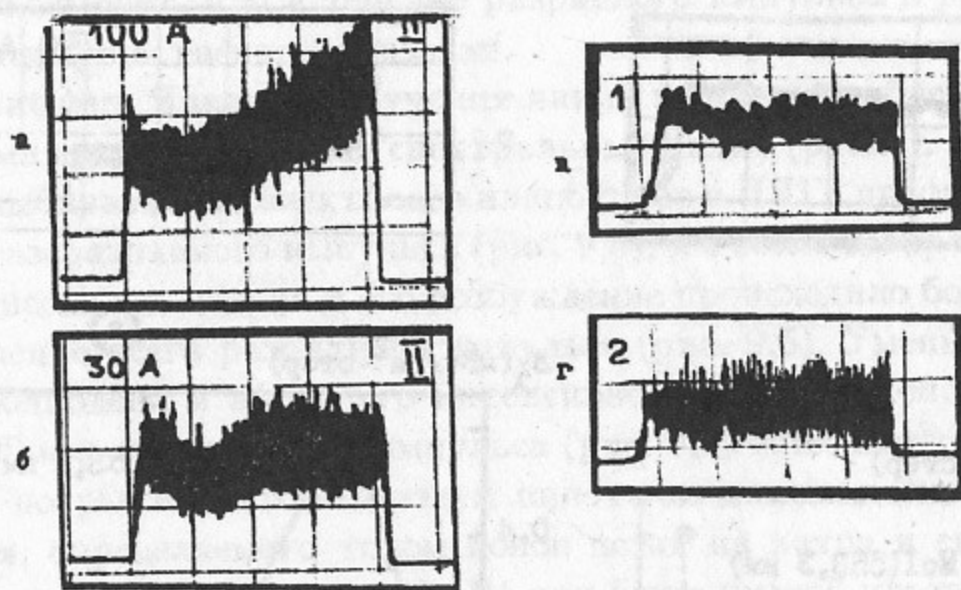


Рис. 10. Параметры низкочастотных флуктуаций интенсивностей излучения спектральных линий и тока разряда I_p : а-г — осциллограммы интенсивностей излучения линии CsI(852,1 нм) в режиме II и линии H_{β} в режиме I, снятые с помощью широкополосной системы регистрации; д — зависимости относительного уровня НФШ спектральных линий CsI, H_{β} и тока разряда I_p от величины внешнего магнитного поля \bar{B} .

стали частота и уровень низкочастотных ($\sim 10^6$ Гц) флуктуаций и шумов (НФШ), однако относительный уровень НФШ, определяемый как отношение среднеквадратичного значения флуктуаций к среднему значению интенсивности, при увеличении тока разряда как правило уменьшался. При увеличении магнитного поля, а также при уменьшении подачи водорода и цезия в разряд уровень НФШ возрастал (рис. 10,д), при этом в режиме I (рис. 10,в,г) уровень НФШ был значительно ниже, чем в режимах II и III (рис. 10,а,б). Режим I в ПИГе был очень чувствительным к плотности цезия в разряде, незначительное уменьшение которого приводило к возникновению различных неустойчивостей в разряде и переходу от шумовой к бесшумовой моде в процессе импульса разряда (рис. 11), что

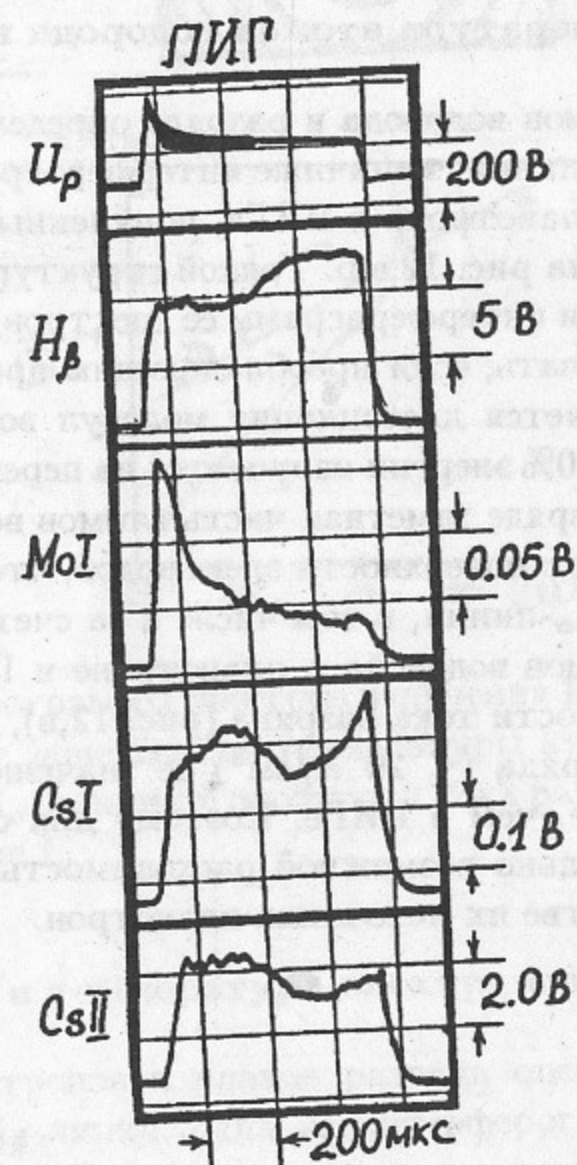


Рис. 11. Осциллограммы напряжения разряда U_p (а) и интенсивностей спектральных линий H_{β} (б), CsI(852,1 нм) (в), CsII(460,4 нм) (д) в неустойчивом режиме I в ПИГе при переходе от шумовой моды разряда к бесшумовой, масштаб — 200 мкс/дел.

качественно видоизменяло кинетику интенсивностей всех спектральных линий, за исключением линий молибдена.

Была обнаружена четкая корреляция между колебаниями интенсивностей различных спектральных линий с колебаниями тока и напряжения в разряде источника, которые однозначно связаны с флуктуациями эмиттанса пучка ионов H^- , вытягиваемого полем из разряда. При токе разряда 100 А увеличение магнитного поля с 0,6 до 0,9 кГс приводило к возрастанию частоты колебаний тока разряда с 0,5 до 10 МГц и росту величины эмиттанса пучка ионов H^- почти в два раза. Возрастание эмиттанса пучка может быть также связано с ростом неоднородностей магнитного поля источника и объемного заряда пучка.

3.4. Температура атомов водорода в разряде

Температура атомов водорода в разряде определялась по доплеровскому уширению H_α -линии, типичные интерферограммы спектров излучения которых для планотрона и ПИГе, полученные за один разрядный импульс, приведены на рис. 12, а, б. Тонкой структуры H_α -линии при микрофотометрировании интерферограмм ее спектров не было обнаружено, и ее можно не учитывать, если преобладающим процессом возбуждения атомов водорода является диссоциация молекул водорода электронным ударом, когда около 70% энергии излучается на переходе $3^2D_{5/2} \rightarrow 2^2P_{3/2}$ [6]. В импульсном разряде заметная часть атомов водорода образуется в результате десорбции с поверхности электродов, что может приводить к уширению контура H_α -линии, в том числе и за счет тонкой структуры.

Температура атомов водорода в планотроне и ПИГе линейно возрастала с ростом плотности тока разряда (рис. 12, в), при этом при малых плотностях тока разряда ($\leq 20 \text{ А/см}^2$) ее значения в планотроне были существенно ниже, чем в ПИГе. Поэтому для создания ускоренных пучков H^- с минимально возможной расходимостью предпочтительней использовать в качестве их источника планотрон.

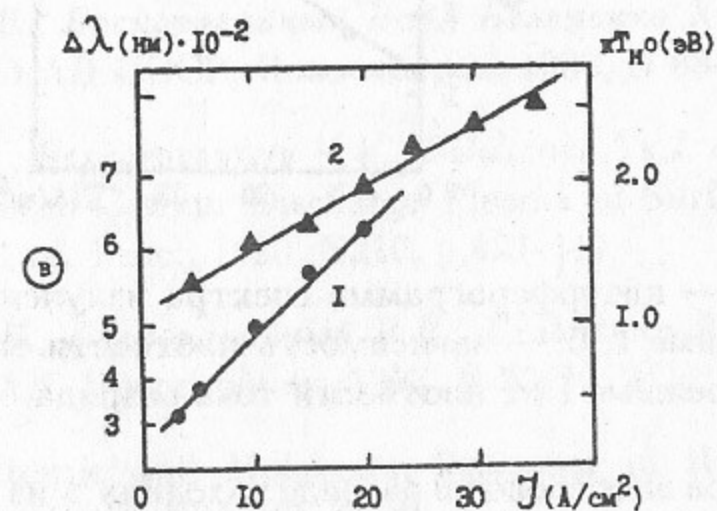
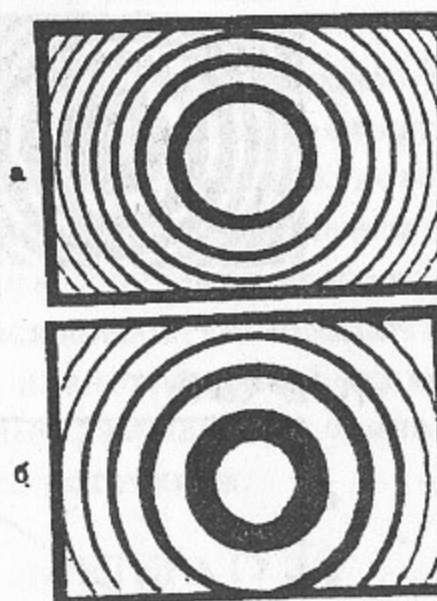


Рис. 12. Интерферограммы спектров излучения H_α -линии в планотроне (а) и ПИГе (б); в — зависимости температуры атомов водорода kT_{H0} и ширины контуров H_α -линии от плотности тока разряда в планотроне (1) и ПИГе (2) в режиме I.

3.5. Плотность и температура электронов в плазме разряда

Плотность электронов в плазме разряда оценивалась по штарковскому уширению H_β -линии, одна из интерферограмм спектра которой показана на рис. 13, а. Плотность электронов линейно зависела от плотности тока разряда и при плотности тока 20 А/см^2 ее значение составило $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (рис. 13, б).

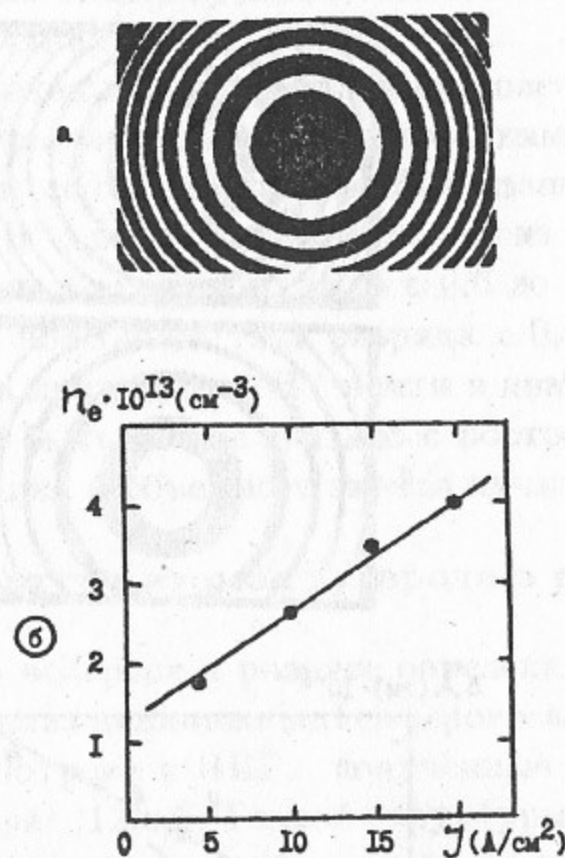


Рис. 13. а — интерферограмма спектра излучения H_{β} -линии в планотроне в режиме I; б — зависимость плотности электронов в разряде планотрона в режиме I от плотности тока разряда.

Температура электронов в разряде находилась из соотношения интенсивностей бальмеровских линий в приближении локального термодинамического равновесия (ЛТР) и максвелловского распределения электронов по энергиям. Рассчитанное по методике [7] ее значение составило 0,4 эВ. Аномально низкие значения температуры электронов получались также при сравнении интенсивностей различных цезиевых линий, а также по распределению интенсивностей в спектре рекомбинационного континуума на уровень $5d$ (550–590 нм) [8]. "Цезиевая" температура электронов составила $\sim 0,1$ эВ и очень слабо зависела от плотности цезия.

Аномально низкие значения температуры электронов свидетельствуют об ограниченной применимости модели ЛТР в условиях сильнооточного 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.

4. ВЫВОДЫ

Использование спектроскопических методов позволило реализовать невозмущающий контроль и достоверно измерить основные параметры плазмы разрядов поверхностно-плазменных источников ионов H^{-} . Это дает возможность построения реальных теоретических моделей этих источников. Показано, что для получения ускоренных пучков ионов H^{-} с минимально возможной расходимостью предпочтительнее использовать в качестве их источников планотроны, имеющие меньшую температуру атомов водорода в плазме разряда при одинаковых плотностях тока разряда, чем пеннинговские источники.

ЛИТЕРАТУРА

1. Анциферов В.В., Бескоровайный В.В., Бельченко Ю.И. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1988, N 88-116, 21 с.
2. Antsiferov V.V., Beskorovaynyy V.V., Belchenko Yu.I. et al. Spectroscopic Study of Hydrogen-Cesium Discharge Plasma of Surface-Plasma Ion Sources. AIP Conf. Proc., 1990, N210, p.427-449.
3. Анциферов В.В., Бескоровайный В.В., Бельченко Ю.И. и др. Препринт ИЯФ РАН, Новосибирск, 1993, N 93-70, 24 с.
4. Janev R.K. Atomic and Molecular Processes in Hydrogen-Helium Plasmas. Report PPPL-TM-368, 1985.
5. Бельченко Ю.И., Димов Г.И., Дудников В.Г., Курпьянов А.С. Препринт ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1988, N 88-14, 26 с.
6. Полякова Г.Н., Ранюк А.И., Ерко В.Ф. ЖЭТФ, 1977, т.73, N 6, с.72131–2141.
7. Smith H.V., Allison P. IX Intern. Symp., Brookhaven, 1986, AIP Conf. Proc., N 158, 1987, p.181.
8. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма. Под ред. Б.Я. Мойжеса и Г.Е. Пикуса.—М: Наука, 1973, 480 с.

В.В. Анциферов

**Спектроскопические измерения параметров плазмы
разрядов планотронного и пеннинговского
источников ионов H^-**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 23 июня 1993 г.

Подписано в печать 23.06 1993 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,8 печ.л., 2,3 уч.-изд.л.

Тираж 160 экз. Бесплатно. Заказ № 49

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.