

01;02;04;12

Определение концентрации отрицательных ионов водорода в цезий-водородном разряде

© Ф.Г. Бакшт, В.Г. Иванов, С.И. Коньков, С.М. Школьник

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194024 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 31 октября 2000 г.)

Приведены результаты экспериментального определения концентрации N_{H^-} отрицательных ионов водорода в плазме низковольтного цезий-водородного разряда. Величина N_{H^-} определялась по поглощению лазерного излучения, связанному с фотоотрывом электронов от ионов H^- . Разработана методика, обеспечивающая возможность измерения относительного поглощения $\geq 10^{-5}$ при соотношении сигнал/шум $\sim 10^{-2}$ и менее. Разряд горел в диоде с накаливаемым катодом при напряжении $U \leq 10$ В и плотности тока $j \leq 5$ А/см² (давление водорода $p_{H_2} \sim$ нескольких Торр, концентрация цезия в плазме $N_{Cs}^{(0)} \sim 10^{14}$ см⁻³). Показано, что в условиях эксперимента поглощение, связанное с фотоионизацией возбужденных атомов Cs, пренебрежимо мало. Измеренные значения концентрации H^- составляют $N_{H^-} \sim 10^{12} - 10^{13}$ см⁻³. Проведенное сравнение эксперимента с теорией показало, что результаты эксперимента вполне удовлетворительно согласуются с предсказаниями теории.

1. В современных объемно-плазменных источниках отрицательных ионов водорода их генерация осуществляется в процессе диссоциативного прилипания (ДП) тепловых электронов к колебательно-возбужденным молекулам $H_2^*(v)$ в основном электронном состоянии $X'\Sigma_g^+$ [1,2]. Необходимая для этого концентрация $H_2^*(v)$ в значительной степени получается каскадным путем при заселении колебательных состояний за счет излучательных переходов из синглетных электронно-возбужденных состояний молекул H_2 [3]. Для эффективного заселения этих состояний используются сравнительно высоковольтные разряды, в которых пучки эмиттированных катодом электронов имеют энергию $eU \geq 50$ эВ. Поскольку электроны с энергией в несколько электрон-вольт и более интенсивно разрушают ионы H^- , то объемно-плазменные источники, как правило, являются двухкамерными.

В первой камере, где генерируются высоковозбужденные молекулы, присутствуют быстрые электронные пучки. Во второй камере, где осуществляется ДП и образуются ионы H^- , быстрые электронные пучки отсутствуют. Разделение камер осуществляется либо за счет использования сетчатого магнитного фильтра [2], либо путем создания так называемого гибридного источника [4], в котором с помощью специальной конфигурации электрического и магнитного полей быстрые электроны катодного пучка удерживаются исключительно в пристеночной области, а процессы генерации ионов H^- вследствие ДП происходят в центральной части разряда, где быстрые электроны отсутствуют и куда из пристеночных областей проникают возбужденные молекулы водорода.

2. Настоящая работа посвящена изучению возможности генерации ионов H^- в сравнительно низковольтных (НВ) ($U < 10$ В) разрядах в смеси Cs + H₂. В таких разрядах ионизуется только цезий, водород не ионизируется и находится в основном электронном состоянии.

В зазоре образуется потенциальная яма, заполненная максвеллизированными тепловыми электронами, концентрация которых $n_e \sim 10^{13} - 10^{14}$ см⁻³ весьма велика по сравнению с концентрацией n_e^0 относительно быстрых электронов в катодном пучке. В этих условиях электронно-колебательная кинетика в разряде определяется исключительно максвеллизированными электронами. Температура T_e электронов в низковольтном Cs–H₂ разряде близка к 1 эВ и оптимальна как для ДП электронов к колебательно-возбужденным молекулам H_2 в основном состоянии $X'\Sigma_g^+$ [5], так и для создания нужной колебательной функции распределения молекул H_2 .¹ Таким образом, условия, необходимые для эффективной генерации ионов H^- , реализуются в одном объеме.

Теория НВ цезий-водородного разряда была создана в [6–9], где было показано, что в плазме разряда может быть получена весьма высокая концентрация отрицательных ионов $N_{H^-} \geq 10^{13}$ см⁻³, если эмиссионная способность катода достаточно велика ($j_s \geq 10$ А/см²). Поэтому с помощью разрядов такого типа можно генерировать узкие пучки ионов H^- с высокой плотностью тока j_{H^-} до 1 А/см². В [10–14] было выполнено экспериментальное исследование НВ Cs–H₂ разряда и, в частности, было показано, что в таких разрядах действительно достигаются параметры плазмы, необходимые для получения высокой концентрации N_{H^-} .

В настоящей работе приводятся первые результаты прямых измерений концентрации N_{H^-} в НВ цезий-водородном разряде. Экспериментальные данные сравниваются с расчетными.

¹Повышение T_e по сравнению с 1 эВ ухудшает колебательную накачку H_2 вследствие диссоциации H_2 и интенсивной генерации атомарного водорода, что приводит к резкому увеличению скорости $V-T$ -релаксации молекул H_2 на атомах H. В результате концентрация H^- в разряде уменьшается [9].

Для экспериментального исследования выбирались в основном режимы горения разряда в сравнительно плотной плазме $3 \leq p_{H_2} L \leq 12 \text{ Torr} \cdot \text{mm}$ (p_{H_2} — давление водорода, L — межэлектродное расстояние). В этих условиях взаимодействие молекул $H_2^+(v)$ с поверхностями электродов несущественно для формирования колебательной функции распределения, так что приводимые ниже результаты сравнения теории с экспериментом не зависят от неизвестных вероятностей дезактивации $H_2^+(v)$ на цезирированных поверхностях.

3. Экспериментально концентрация N_{H^-} определялась по поглощению лазерного излучения, связанному с фотоотрывом электронов от ионов H^- . Использовался полупроводниковый лазер непрерывного действия мощностью $P \cong 10^{-1} \text{ W}$, генерировавший излучение в спектральном интервале $\sim 2 \text{ nm}$ с максимумом вблизи $\lambda_0 = 816 \text{ nm}$ ($h\nu_0 = 1.52 \text{ eV}$). С одной стороны, выбранная длина волны λ_0 соответствует максимуму сечения фотоионизации ионов H^- ($\sigma_0 = 4 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ [15]) и такова, что энергия $h\nu_0$ недостаточна для фотоионизации сравнительно сильно заселенных дискретных уровней Cs, начиная с $7S_{1/2}$ и ниже. В результате фотоионизация Cs в условиях эксперимента оказывается несущественной (см. ниже). С другой стороны, излучение с такой длиной волны может быть достаточно эффективно отфильтровано от излучения разряда, так как попадает в широкое "окно" в спектре излучения цезия.

Исследования проводились в диоде с плоскопараллельной геометрией электродов, схематически показанном на рис. 1, *a*. Electroдами служили торцы цилиндров диаметром $D = 12 \text{ mm}$, боковые поверхности которых были изолированы керамикой BeO . Межэлектродное расстояние $L = 3 \text{ mm}$. На торец катодного цилиндра из Mo , нагреваемого излучением расположенного внутри него специального подогревателя, была наварена Pt фольга толщиной 0.1 mm . Анодный цилиндр был изготовлен из бескислородной меди. Сквозь отверстие в центре анода в зазор вводился цилиндрический зонд из золоченого W диаметром 0.1 mm , который располагался посреди газоразрядного промежутка так, что ось цилиндра длиной 2 mm была параллельна поверхностям электродов. Диод монтировался в стеклянной колбе, которая была помещена в специальный термостат. Для предотвращения конденсации цезия температура термостата в процессе измерений поддерживалась в пределах $550 \leq T \leq 600 \text{ K}$.

Измерения проводились в импульсно-периодическом режиме. Для питания разряда был использован специальный источник, генерировавший импульсы стабилизированного напряжения² варьируемой амплитуды ($U \leq 10 \text{ V}$) и длительностью $\tau = 1 \text{ ms}$. Допустимая токовая нагрузка источника $I \leq 10 \text{ A}$. Частота повторения $10 \leq f \leq 40 \text{ Hz}$. Соответственно импульсы тока дуги имели форму, близкую к прямоугольной. Внешние

² Форма вольт-амперной характеристики НВ дуги с накаливаемым катодом, для которой характерно насыщение тока на уровне тока термоэмиссии катода, позволяет стабилизировать напряжение дуги.

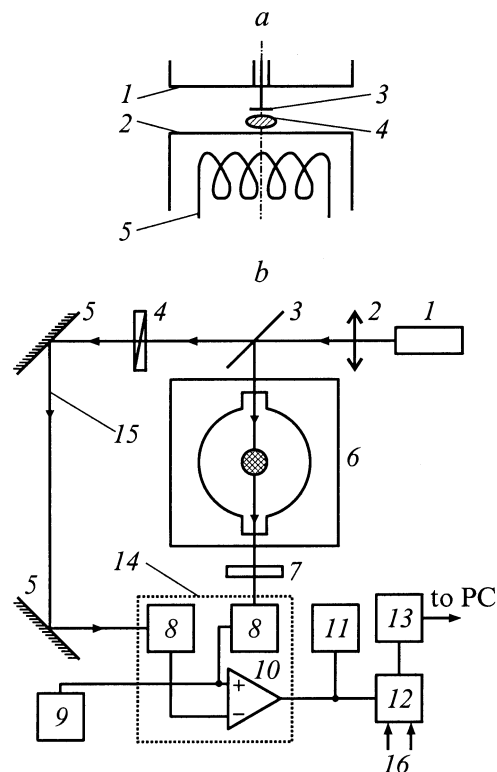


Рис. 1. *a* — схема экспериментального диода; 1 — анод, 2 — катод, 3 — цилиндрический зонд, 4 — поперечное сечение луча лазера, 5 — нагреватель; *b* — блок-схема оптических измерений: 1 — полупроводниковый лазер, 2 — фокусирующая линза, 3 — делительная пластинка, 4 — поляризатор, 5 — зеркало, 6 — термостат с экспериментальным прибором, 7 — интерференционный фильтр, 8 — фотодиоды ФД-24К; 9 — цифровой вольтметр, 10 — дифференциальный усилитель, 11 — осциллограф С1-122А, 12 — дифференциальный интегратор, 13 — АЦП, 14 — массивный латунный корпус, 15 — луч лазера, 16 — стробирующие импульсы.

параметры режима (температура катода, концентрация цезия и давление водорода) поддерживались в процессе измерений постоянными с помощью специальных систем стабилизации. При этом как форма импульсов, так и параметры плазмы в дуге с высокой точностью воспроизводились с течением времени (от импульса к импульсу). Эта особенность НВ дуги с накаливаемым катодом позволяет проводить измерения методом стробируемого интегрирования. Параметры электронной компоненты плазмы практически отслеживают мгновенное значение тока. Релаксация молекулярной компоненты происходит за время $\tau_1 \leq 0.5 \text{ ms}$ [12]. Поэтому измерения проводились с задержкой относительно поджига дуги $\Delta t \geq 0.5 \text{ ms}$, когда плазма приходила в квазистационарное состояние. Зондовые измерения, позволяющие определить концентрацию и температуру электронов, а также распределение потенциала в межэлектродном промежутке, проводились одновременно с оптическими измерениями. Подробнее экспериментальный прибор и методика электрических измерений описаны в [10,14].

Малость поглощения зондирующего излучения в исследуемом объекте, обусловленная небольшим размером плазменного образования и низким значением сечения фотоотрыва электронов от ионов H^- , предъявляет жесткие требования к экспериментальной установке и технике измерений. Необходимо обеспечить измерение малых сильно зашумленных сигналов (соотношение сигнал/шум $\sim 10^{-2}$ и менее). Источниками шумов являлись механические колебания элементов конструкции, конвективные потоки воздуха (запыленного), вызванные нагревом термостата и др. Приведенная на рис. 1, *b* блок-схема экспериментального стенда для проведения оптических измерений обеспечивает в таких условиях возможность определения относительного поглощения лазерного излучения методом стробируемого интегрирования вплоть до $\Delta P/P_0 \geq 10^{-5}$ (здесь P_0 — падающая, ΔP — поглощенная мощность излучения),³ что при линейных размерах исследуемого плазменного объекта ~ 1 см позволяет измерять концентрацию $N_{H^-} \geq 2.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

Рассмотрим работу схемы. Излучение лазера *I* с помощью делительной пластинки *3* делится на два луча: зондирующий и опорный. Зондирующий луч проходит через экспериментальный прибор и частично поглощается в плазме. С помощью линзы *2*, находящейся в корпусе лазера, зондирующий луч фокусируется в зазоре так, что поперечное сечение луча имеет эллипсообразную форму (большая полуось 1.0 mm, малая 0.35 mm). Большая полуось параллельна поверхностям электродов. С помощью микрометрического винта, изменяющего наклон делительной пластинки, осуществляется перемещение зондирующего луча по оси разряда. Ниже приводятся результаты измерения поглощения для случая, когда зондирующий луч фокусировался между катодом и зондом (рис. 1, *a*).

Зондирующий и опорный лучи попадают на фотодиоды *8*. Излучение плазмы отсекается специальным интерференционным фильтром *7* с узкой полосой пропускания, максимум которой совпадает с λ_0 . Сигналы с фотодиодов *8* подаются на вход дифференциального усилителя (ДУ) *10* с коэффициентом усиления $K_1 = 200$. Фотодиоды и ДУ помещены в массивный латунный корпус, который служит для выравнивания температурного режима и предохраняет от внешних электрических помех высокочувствительную часть измерительной схемы. Для балансировки ДУ используется поляризатор *4*. Контроль балансировки ДУ осуществляется с помощью осциллографа [11]. Сигнал с выхода ДУ подается на вход дифференциального интегратора (ДИ) *12*, который улучшает соотношение сигнал/шум и тем самым обеспечивает выделение полезного сигнала.

³ Ранее в работе [16] при исследовании магнитохроматического эффекта в газообразной двуокиси азота были выполнены измерения поглощения лазерного излучения в изучаемом объекте на уровне $\Delta P/P_0 \approx 5 \cdot 10^{-6}$, причем в отличие от настоящей работы накопление полезного сигнала не использовалось. Измерения проводились в однократном импульсе. Столь высокая чувствительность в [16] была достигнута в условиях, когда измеряемый сигнал был мало зашумлен.

ДИ состоит из двух стробируемых интеграторов, разностный сигнал с которых после усиления ($K_2 = 28$) интегрируется на выходной емкости. Один из интеграторов стробируется незадолго до поджига НВ дуги (с его помощью измеряется шумовая компонента сигнала с ДУ), а второй — в процессе горения дуги (используется для измерения суммы полезного сигнала и шумов). Таким образом, выходной сигнал с ДИ пропорционален поглощенной плазмой НВ дуги мощности излучения лазера. В настоящих измерениях использовались стробы длительностью 0.3 ms, которые подавались на ДИ за 0.4 ms до и спустя 0.6 ms после поджига НВ дуги. При частоте стробирования $f = 20 \text{ Hz}$ и длительности стробов 0.3 ms постоянная времени ДИ составляла $\sim 10^2 \text{ s}$. Подробно устройство и характеристики ДИ приведены в [17]. Сигнал с выхода ДИ с помощью АЦП подавался в компьютер.

При монтаже экспериментальной установки принимались специальные меры для снижения шумов, связанных с механическими колебаниями элементов схемы. Для ослабления влияния конвективных потоков воздуха, вызванных нагревом термостата, опорный и зондирующий лучи пропускались внутри стеклянных трубок небольшого диаметра.

Считывание и оцифровка сигнала проводилась раз в секунду. Максимально возможная длительность измерения каждого режима составляла $\sim 10^3 \text{ s}$. Запись сигнала начиналась спустя 200–300 s после установления режима и включения питания дуги. Измерения с включенным разрядом длились 200–300 s, после чего питание разряда отключалось, и в течение такого же временного интервала в компьютер записывался сигнал с ДИ, соответствующий нулевому поглощению. Примеры таких записей приведены на рис. 2. Результаты измерений подвергались статистической обработке. Для нахождения относительного поглощения определялось отноше-

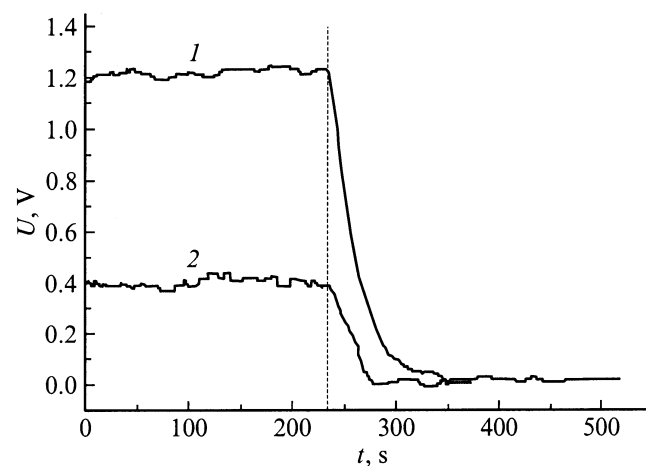


Рис. 2. Примеры результатов измерений поглощения лазерного излучения в плазме НВ дуги в смеси Cs + H₂ (пунктиром отмечен момент выключения разряда). $I = 4.0$ (1), 3.0 A (2); $U = 6.6$ (1), 5.0 V (2); $p_{H_2} = 2$ (1), 1 Torr (2).

ние измеренной таким образом поглощенной мощности к мощности падающего на плазму излучения. Сигнал, пропорциональный мощности последнего, снимался с цифрового вольтметра 9 (рис. 1, б).

Для контроля эффективности отсечения излучения плазмы проводились измерения при включенном питании дуги и выключенном питании лазера. Результаты таких измерений позволяют утверждать, что (с точностью, обеспечиваемой описанной выше методикой) излучение из плазмы не падало на фотоприменик.

4. Параметры плазмы, включая концентрацию отрицательных ионов N_{H^-} , определялись также расчетным путем в точке $x = L/2$, расположенной в центре зазора, т.е. в месте расположения зонда. Использовалась приближенная модель [7], в которой плазма в зазоре считалась однородной. Как показывает сравнение таких приближенных расчетов с точными решениями, получаемыми по методике [8], при $x = L/2$ расхождение точных и приближенных результатов весьма невелико: значения концентрации электронов отличаются не более чем в два раза, а отличие в величине T_e не превышает 15%. При расчете по методике [7] можно, задавшись величиной T_e , определить все параметры плазмы, включая концентрации компонент плазмы, заселенности N_i возбужденных состояний атома Cs и колебательную функцию распределения молекул $H_2(v)$ [9].⁴

Остановимся на нахождении N_i и определении поглощения лазерного излучения при фотоионизации Cs. Спектр Cs разбивался на две части. Нижние, далеко отстоящие, уровни ($i = 6S, 6P, 5D, 7S$ и $7P$) рассматривались в дискретном спектре с учетом ударов 1-го и 2-го рода, оптических переходов (в приближении эффективного времени жизни [18,19]), а также взаимодействия с молекулами H_2 [20] (подробнее см. в [7]). Густорасположенные высоковозбужденные состояния (от $7P$ до порога ионизации) рассматривались в квазинепрерывном спектре в приближении Гуревича–Питаевского [21]. На рис. 3 представлены типичные безразмерные заселенности $\nu_i = N_i/N_i^{(B)}$, рассчитанные для одного из экспериментально исследованных режимов горения разряда (см. точку, соответствующую $p_{H_2} = 1 \text{ Torr}$, $n_e = 4.7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 0.64 \text{ eV}$ на рис. 4, б). Здесь $N_i^{(B)} = (g_i/g_{6S})N_{6S} \exp\{-E_i/kT_e\}$ — равновесная заселенность, g_1 — статистический вес уровня. При $E \geq E_{7P}$ аналогом $\nu_i(E_i)$ является непрерывная функция $\nu(E)$, которая находится из соответствующего диффузионного уравнения [21] и сшивается со значениями ν_{7P} и $\nu_{\text{cont}} = n_e n_{Cs}^+ / N_{6S} K_0(T_e)$ на границах квазинепрерывного спектра (n_{Cs}^+ — концентрация ионов Cs^+ , $K_0(T_e)$ —

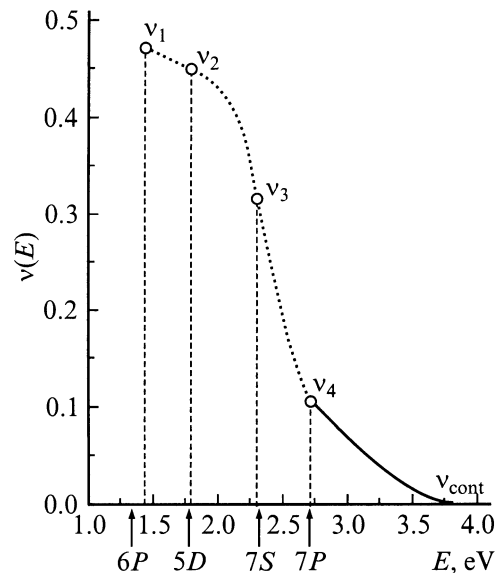


Рис. 3. Относительные заселенности $\nu_i = N_i/N_i^{(B)}$ возбужденных состояний атома Cs, рассчитанные для одного из экспериментально исследованных режимов горения разряда. $I = 2 \text{ A}$, $U = 5.2 \text{ V}$, $p_{H_2} = 1 \text{ Torr}$, $n_e = 4.7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 0.64 \text{ eV}$ ($N_i^{(B)}$ — больцмановская заселенность уровня в случае его равновесия с основным состоянием). Сплошная кривая — заселенность $\nu(E)$ квазинепрерывного спектра в диффузионном приближении Гуревича–Питаевского.

константа равновесия для ионизации $6S$ состояния). Распределение заселенностей возбужденных состояний, показанное на рис. 3, характерно для плазмы, в которой ионизация преобладает над рекомбинацией. Существенно, что такое распределение характеризуется малыми значениями $\nu(E)$ в верхней части спектра — там, где имеет место фотоионизационное поглощение лазерного излучения.⁵ Распределение заселенностей возбужденных состояний, приведенное на рис. 3, характерно для всех режимов. При расчете поглощения использовалось сечение фотоионизации из [22].

5. Результаты экспериментов и расчетов приведены на рис. 4 и 5. На рис. 4, а показаны экспериментально определенные по поглощению лазерного излучения значения концентрации N_{H^-} в различных режимах горения НВ дуги (считалось, что излучение поглощается слоем плазмы протяженностью в 1 см). Эксперимент выполнен при эмиссии катода $j_s = 1-4 \text{ A/cm}^2$. На рис. 4, б приведены значения концентрации электронов n_e и их температуры T_e , измеренные зондом в тех же режимах в центре разряда. Эти значения использовались в расчете в качестве параметров режима. На рис. 4, а показаны также соответствующие расчетные значения концентрации N_{H^-} . Полная концентрация цезия $N_{Cs}^{(0)}$ в зазоре определялась в результате расчета: в условиях экспери-

⁴ При этом приэлектродные падения потенциала должны определяться отдельно из условий баланса заряженных частиц и энергии на границах плазмы. В рассматриваемых условиях соответствующие выражения записываются по-разному в зависимости от механизма релаксации катодного пучка в плазме (ср. [6-8] и [9]). Здесь эти вопросы не рассматриваются, так как неравновесная (пучковая) часть функции распределения электронов не влияет на электронно-колебательную кинетику в плазме.

⁵ Анализировалась также возможность поглощения за счет переходов с уровня $7S$ в ридберговские $6P$ -состояния квазинепрерывного спектра. Такое поглощение оказалось весьма малым.

мента эта величина могла существенно отличаться от концентрации N_{Cs} над жидкой фазой. Приведенные на рис. 4 результаты показывают весьма удовлетворительное согласие расчета и эксперимента.

На рис. 5 приведены значения относительного поглощения $\Delta P/P_0$ лазерного излучения, измеренные экспериментально и использованные при вычислении значений N_{H^-} , показанных на рис. 4. Здесь же приведены расчетные величины поглощения в слое плазмы толщиной в 1 см (коэффициент поглощения K_{ph}) вследствие ионизации возбужденных атомов Cs лазерным излучением. Видно, что измеряемое в эксперименте поглощение не может быть связано с фотоионизационным поглощением в Cs, так как на два порядка превышает последнее.

Из рис. 4, *b* видно, что при увеличении концентрации n_e и температуры T_e электронов в плазме концентрация N_{H^-} возрастает и приближается к величине $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Отметим, что, согласно предсказаниям

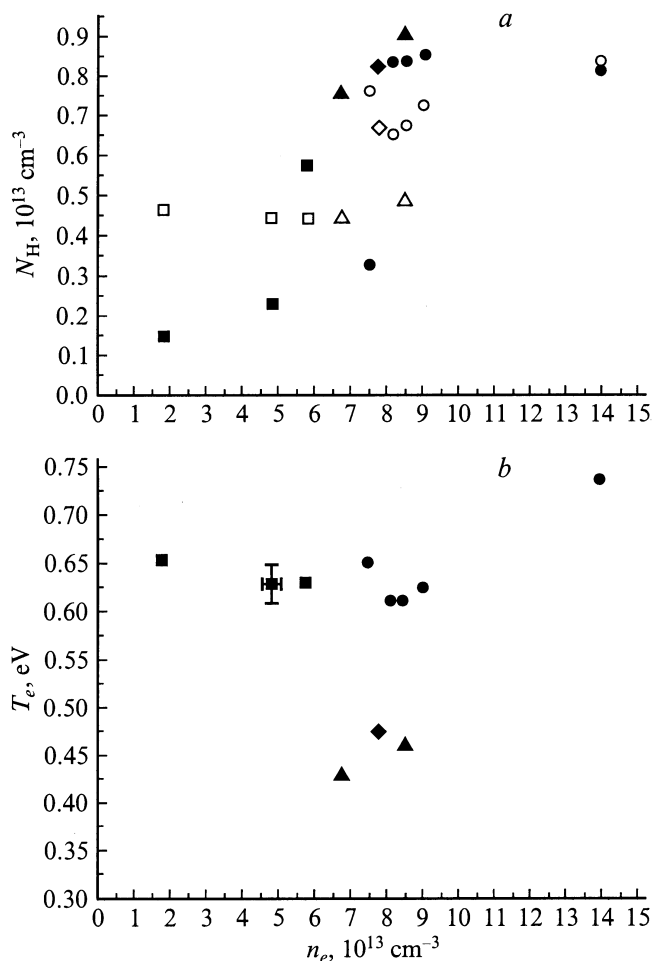


Рис. 4. *a* — концентрация N_{H^-} отрицательных ионов водорода в межэлектронном промежутке НВ цезий-водородного разряда в различных режимах горения; *b* — параметры плазмы n_e и T_e в центре зазора ($x = L/2$) в различных режимах горения дуги по данным зондовых измерений. Темные значки — эксперимент; светлые — расчет в центре газоразрядного промежутка ($x = L/2$). p_{H_2} , Torr: ■, □ — 1; ●, ○ — 2; ▲, △ — 3; ◆, ◇ — 4.

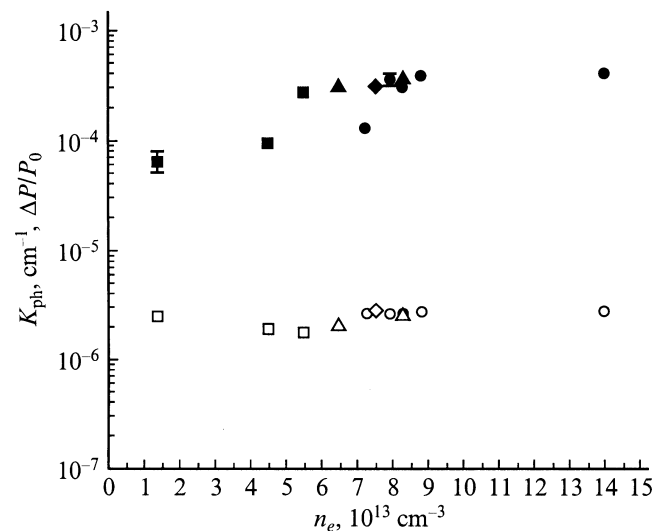


Рис. 5. Экспериментальные значения относительного поглощения $\Delta P/P_0$ лазерного излучения в плазме, использованные при определении значений N_{H^-} , приведенных на рис. 4, *a* (темные значки), и расчетный коэффициент поглощения вследствие фотоионизации возбужденных атомов Cs (светлые значки) в тех же режимах горения дуги, что и на рис. 4, *a*. Значения p_{H_2} те же, что и на рис. 4, *a*.

теории, концентрация N_{H^-} может превышать уже достигнутые значения. Получение больших концентраций N_{H^-} может быть обеспечено либо за счет использования катодов с большей эмиссией (например, катоды из LaB_6), либо путем использования разрядов с полым катодом в смеси $\text{Cs} + \text{H}_2$ [23].

6. Таким образом, экспериментально показана возможность получения достаточно высокой концентрации отрицательных ионов водорода $N_{H^-} \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ в плазме низковольтного цезий-водородного разряда. Измеренные значения N_{H^-} близки к предсказаниям теории.

Авторы глубоко благодарны Ю.А. Баринову и Н.К. Митрофанову за помощь при проведении измерений, а также С.Е. Гончарову за предоставление полупроводникового лазера.

Выполнение настоящей работы стало возможно частично благодаря гранту INTAS (№ 94-316).

Список литературы

- [1] Bacal M., Hamilton G.W. // Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. N 23. P. 1538–1540.
- [2] Bacal M. // Nucl. Instr. and Meth. Phys. 1989. N 37/38. P. 28–32.
- [3] Hiskes J.R. // J. Appl. Phys. 1980. Vol. 51. N 9. P. 4592–4594.
- [4] Bruneteau A.M., Holles G., Bacal M., Bretagne J. // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 67. N 12. P. 7254–7264.
- [5] Wadehra J.H. // Phys. Rev. A. 1984. Vol. 29. N. 1. P. 106–111.
- [6] Бакут Ф.Г., Иванов В.Г. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 11. С. 672–675.

- [7] Бакшт Ф.Г., Елизаров Л.И., Иванов В.Г., Юрьев В.Г. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 1. С. 91–97.
- [8] Бакшт Ф.Г., Елизаров Л.И., Иванов В.Г. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 7. С. 854–861.
- [9] Бакшт Ф.Г., Иванов В.Г., Костин А.А. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 9. С. 173–177.
- [10] Бакшт Ф.Г., Дюжнев Г.А., Елизаров Л.И. и др. // ЖТФ. 1992. Т. 82. Вып. 9. С. 148–152.
- [11] Бакшт Ф.Г., Дюжнев Г.А., Елизаров Л.И. др. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 22. С. 39–43.
- [12] Бакшт Ф.Г., Иванов В.Г., Никитин А.Г., Школьник С.М. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 22. С. 84–89.
- [13] Бакшт Ф.Г., Иванов В.Г., Костин А.Н. и др. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 8. С. 186–190.
- [14] Никитин А.Г., Школьник С.М. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 1. С. 125–127.
- [15] Мессе Г. Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979. 754 с.
- [16] Зон Б.А., Наскидашвили В.И., Пахомов Г.В., Пручанский С.И. // Опт. и спектр. 1989. Т. 66. Вып. 6. С. 1203–1204.
- [17] Баринев Ю.А., Коньков С.И. // ПТЭ. 2001. № 1.
- [18] Биберман Л.М., Воробьев В.С., Яубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 375 с.
- [19] Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма / Под ред. Б.Я. Мойжеса, Г.Е. Пикуса. М.: Наука, 1973. 480 с.
- [20] Lukaszwic'z M. // Bulletin de l'Academie Polonaise des Sciences. Ser. Math., Astr. et Phys. Vol. XXIII. N 4. 1975. P. 501–508.
- [21] Гуревич А.В., Пятаевский Л.П. // ЖЭТФ. 1964. Т. 64. Вып. 4. С. 1281–1284.
- [22] Lahiri J., Manson S.T. // Phys. Rev. F. 1986. Vol. 33. N 5. P. 3151–3165.
- [23] Бакшт Ф.Г., Иванов В.Г. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 20. С. 15–20.