

Исследование механизмов заселения возбужденных состояний атома водорода в плазме в гелий-водородной смеси.

В. А. Иванов, Ю. Э. Скобло

## 1. ВВЕДЕНИЕ

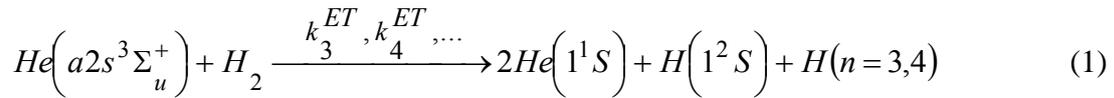
Кинетические схемы образования возбужденных атомов в распадающейся плазме содержат, как правило, два основных механизма [1]: электрон-ионную рекомбинацию и, если речь идет о смесях газов, передачу энергии возбуждения от долгоживущих (метастабильных) атомов компонента смеси с наибольшей энергией ионизации. Последний подробно исследован в целом ряде работ и традиционно рассматривается в квантовой электронике как источник создания инверсной населенности. Напротив, значительно менее изученными остаются процессы передачи возбуждения с участием в качестве донора энергии метастабильных молекул.

В плазме разряда в смеси гелия с легко ионизируемой добавкой во внутренних степенях свободы метастабильных атомов  $\text{He}(2^3S)$  и молекул  $\text{He}_2(a2s^3\Sigma_u^+)$  гелия накапливается значительный запас энергии, которая в ходе различных процессов может передаваться частицам примеси [2-4], приводя к селективному заселению отдельных возбужденных состояний.

В послесвечении импульсного разряда высокого давления в гелии (310 – 760) мм рт. ст. с примесью водорода  $((20 - 400) \times 10^{-3}$  мм рт. ст.) [3] было обнаружено интенсивное свечение головной линии серии Лаймана  $1216 \text{ \AA } L_\alpha$  ( $\text{H}(n=2) \rightarrow \text{H}(n=1)$ ), сохраняющееся длительное время в фазе распада плазмы. Авторы [3] связали появление атомов  $\text{H}(n=2)$  с диссоциативной рекомбинацией ионов  $\text{H}_2^+$  с электронами:  $e + \text{H}_2^+ \rightarrow \text{H}(1^2S) + \text{H}(n=2)$ ; здесь  $n$  – главное квантовое число.

В спектроскопическом исследовании плазмы послесвечения гелий-водородной смеси [4] при меньшем давлении (40 мм рт. ст.,  $[\text{H}_2] \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) были получены зависимости от времени концентраций метастабильных атомов

$[He^m](t)=[He(2^3S)](t)$  и молекул  $[He_2^m](t)=[He_2(a2s^3\Sigma_u^+)](t)$ , а также интенсивностей линий серии Бальмера  $6563 \text{ \AA } H_\alpha$  и  $4861 \text{ \AA } H_\beta$ :  $I_\alpha(t)$  и  $I_\beta(t)$  – соответственно. Отчетливо выраженная корреляция интенсивностей  $I_\alpha(t)$  и  $I_\beta(t)$  с концентрацией метастабильных молекул на протяжении большей части послесвечения послужила основанием для вывода о заселении состояний  $H(n=3)$  и  $H(n=4)$  главным образом вследствие передачи возбуждения от метастабильных молекул гелия:



Здесь использовано обозначение  $k_3^{ET}, k_4^{ET}, \dots$  – для констант скоростей процессов (1) с образованием атомов водорода в состояниях с главным квантовым числом  $n=3, n=4$ , и т. д. соответственно.

Исследование послесвечения с более высокой чувствительностью и большим временным разрешением [5], с одной стороны, подтвердило преобладание процесса (1) в заселении состояний  $H(n=3,4)$  на протяжении большей части послесвечения; с другой стороны, оно показало, что в начальной фазе распада плазмы проявляется механизм рождения возбужденных атомов  $H(n=3)$  в ходе электрон-ионной рекомбинации (рис. 1):



( $X^+$  – водород содержащий ион).

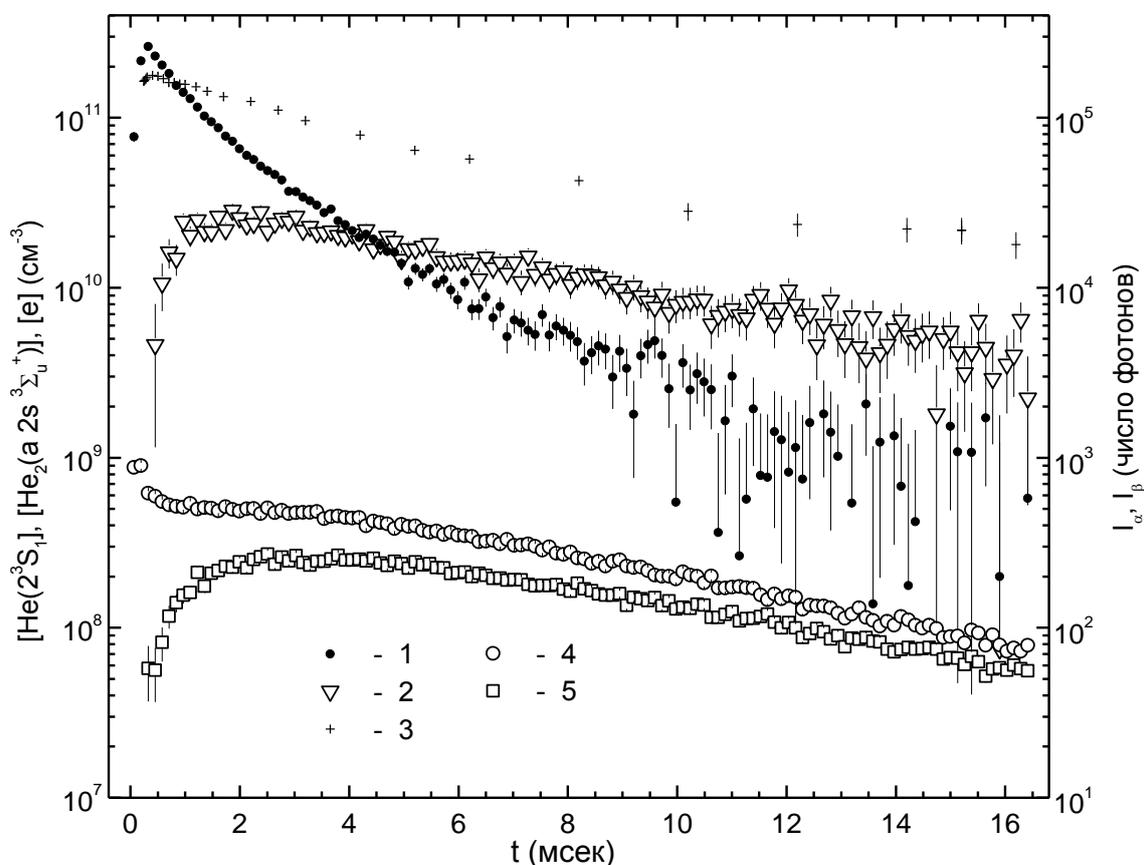


Рис. 1. Зависимости от времени концентраций метастабильных атомов и молекул гелия, концентрации электронов и интенсивностей линий серии Бальмера атома водорода в послесвечении, полученные в работе [5]: 1 –  $[He^m]$ , 2 –  $[He_2^m]$ , 3 –  $[e]$ , 4 –  $I_\alpha(t)$ , 5 –  $I_\beta(t)$ .

Этот вывод следовал из результатов эксперимента, в котором регистрировался отклик интенсивности спектральной линии на кратковременное возмущение электронной температуры  $T_e$ .

Целью настоящей работы было продолжение исследования процессов заселения возбужденных состояний атома водорода в гелий-водородной смеси, а именно:

- разделение вкладов электрон-ионной рекомбинации и передачи возбуждения в поток заселения водородных уровней;

- расширение круга исследуемых выходных каналов процесса (1);
- получение дополнительной информации о процессе электрон-ионной рекомбинации, более конкретно, – информации о зависимости скорости рекомбинации от температуры электронов.

## 2. МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Основу метода исследования, применявшегося в настоящей работе, составили измерения с временным разрешением интенсивностей спектральных линий  $I_j(t)$  в фазе послесвечения импульсного разряда, восстановление по величинам  $I_j(t)$  потоков заселения возбужденных состояний  $\Gamma_j(t)$ , измерение концентраций метастабильных атомов и молекул гелия, концентраций электронов, анализ корреляций полученных величин. Для исследования зависимости от температуры электронов  $T_e$  скорости рекомбинационного заселения возбужденных состояний регистрировались отклики интенсивностей спектральных линий на импульсное возмущение  $T_e$ .

Концентрации метастабильных атомов и молекул гелия определялись по относительному поглощению на линиях  $3889 \text{ \AA}$  HeI ( $3^3P \rightarrow 2^3S$ ) и  $4638 \text{ \AA}$  He<sub>2</sub> ( $e3p\pi^3\Pi_g \rightarrow a2s^3\Sigma_u^+; (R3)$ ). Зависимости величины относительного поглощения от концентраций метастабильных атомов и молекул рассчитывались для фойгтовских контуров линий испускания и поглощения. Данные о вероятностях радиационных переходов были взяты из работ [6] ( $A(3^3P \rightarrow 2^3S) = (9.47 \pm 0.03) \times 10^6 \text{ c}^{-1}$ ) и [7] ( $A(e3p\pi^3\Pi_g \rightarrow a2s^3\Sigma_u^+; Q\text{-branch}) = (6.2 \pm 0.5) \times 10^7 \text{ c}^{-1}$ .) Температура газа в основной и просвечивающей разрядных трубках определялась по распределению яркости в полосе  $6400 \text{ \AA}$  He<sub>2</sub> ( $d3s^3\Sigma_u^+ \rightarrow b2p\pi^3\Pi_g$ ) [8].

Концентрация электронов в послесвечении определялась по проводимости плазмы. Продольное электрическое поле измерялось методом двух зондов.

Для пересчета измеренных в ходе эксперимента интенсивностей водородных спектральных линий в относительные величины потоков заселения

различных возбужденных состояний были использованы данные о вероятностях радиационных переходов [9] в системе уровней атома водорода.

Уравнения баланса населенностей  $[H(n=3)] = N_3$ ,  $[H(n=4)] = N_4$  и  $[H(n=5)] = N_5$  выглядят следующим образом:

$$\Gamma_5 = N_5 \cdot (A_{51} + A_{52} + A_{53} + A_{54})$$

$$\Gamma_4 + N_5 \cdot A_{54} = N_4 \cdot (A_{41} + A_{42} + A_{43})$$

$$\Gamma_3 + N_5 \cdot A_{53} + N_4 \cdot A_{43} = N_3 \cdot (A_{31} + A_{32});$$

здесь приведены уравнения баланса населенностей для трех энергетических уровней атома водорода:  $n = 3, 4, 5$ , способ увеличения числа рассматриваемых уровней очевиден;  $A_{ik}$  – коэффициент Эйнштейна, соответствующий радиационному переходу  $i \rightarrow k$ .

Интенсивности линий  $I_\alpha(t)$ ,  $I_\beta(t)$  и  $I_\gamma(t)$  в числах фотонов за единицу времени, регистрируемые установкой, даются формулами:  $I_\alpha = N_3 \cdot A_{32} \cdot S(H_\alpha)$ ,  $I_\beta = N_4 \cdot A_{42} \cdot S(H_\beta)$ ,  $I_\gamma = N_5 \cdot A_{52} \cdot S(H_\gamma)$ . Здесь  $S(H_\alpha)$ ,  $S(H_\beta)$  и  $S(H_\gamma)$  чувствительности установки на линиях серии Бальмера. После элементарных алгебраических преобразований можно получить:

$$\Gamma_5 = \frac{I_\gamma}{(A_{52} \cdot S(H_\gamma))} \cdot (A_{51} + A_{52} + A_{53} + A_{54}) \quad (3)$$

$$\Gamma_4 = \frac{I_\beta}{A_{42} \cdot S(H_\beta)} \cdot (A_{41} + A_{42} + A_{43}) - \frac{I_\gamma}{A_{52} \cdot S(H_\gamma)} \cdot A_{54} \quad (4)$$

$$\Gamma_3 = \frac{I_\alpha}{A_{32} \cdot S(H_\alpha)} \cdot (A_{31} + A_{32}) - \frac{I_\beta}{A_{42} \cdot S(H_\beta)} \cdot A_{43} - \frac{I_\gamma}{A_{52} \cdot S(H_\gamma)} \cdot A_{53} \quad (5)$$

Таким образом, по интенсивностям спектральных линий серий Бальмера можно восстановить потоки заселения возбужденных состояний атома водорода, если известны относительные чувствительности измерительной системы на длинах волн спектральных линий и вероятности радиационных переходов.

Как показали результаты предыдущих исследований [4,5], заселение состояний атома водорода  $H(n=3)$  может происходить в послесвечении в ходе двух процессов: передачи возбуждения от метастабильных молекул гелия (1) и электрон-ионной рекомбинации (2). Соответственно, поток  $\Gamma_3(t)$  заселения состояний  $H(n=3)$  состоит из двух слагаемых:  $\Gamma_3^{ET}(t)$  – потока, связанного с передачей возбуждения (1) и  $\Gamma_3^{Rec}(t)$  – потока электрон-ионной рекомбинации (2):

$$\Gamma_3(t) = \Gamma_3^{ET}(t) + \Gamma_3^{Rec}(t) = [He_2^m](t) \cdot [H_2] \cdot k_3^{ET} + \alpha_X(n=3) \cdot [X^+](t) \cdot [e](t) \quad (6)$$

Разделение потока  $\Gamma_3(t)$  заселения состояний  $H(n=3)$  на две составляющие:  $\Gamma_3^{ET}(t)$  и  $\Gamma_3^{Rec}(t)$  – основано на том наблюдаемом в эксперименте факте, что, в отличие от  $\Gamma_3(t)$ , поток  $\Gamma_4(t)$  заселения состояний  $H(n=4)$  на протяжении всего послесвечения коррелирует с концентрацией метастабильных атомов  $[He_2^m](t)$ ; то есть заселение состояний  $H(n=4)$  в течение всего послесвечения происходит в результате процесса передачи возбуждения от метастабильных молекул (1) (рис.1, 2):  $\Gamma_4(t) = [He_2^m](t) \cdot [H_2] \cdot k_4^{ET}$ .

В поздней стадии послесвечения потоки заселения состояний  $H(n=3)$  ( $\Gamma_3(t)$ ) и  $H(n=4)$  ( $\Gamma_4(t)$ ), а также концентрация метастабильных молекул  $[He_2^m](t)$  характеризуются одинаковой зависимостью от времени, поскольку обе группы состояний:  $H(n=3)$  и  $H(n=4)$  – заселяются в этой стадии за счет процесса (1). При этом величины  $\Gamma_3(t)$  и  $\Gamma_4(t)$  по сути дела совпадают с величинами  $\Gamma_3^{ET}(t)$  и  $\Gamma_4^{ET}(t)$  и отличаются между собой лишь постоянным множителем  $\xi$ , равным отношению констант скоростей процессов (1) по выходным каналам  $H(n=3)$  и  $H(n=4)$ :  $\xi = k_3^{ET} / k_4^{ET}$ . Коэффициент  $\xi$  может быть найден из результатов измерений интенсивностей линий в поздней фазе послесвечения. Поскольку состояния атома водорода с  $n=4$  заселяются преимущественно вследствие процесса (1) не только в поздней, но и в начальной стадии послесвечения, можно, используя данные эксперимента о величинах  $\Gamma_3(t)$  и  $\Gamma_4(t)$ , вычесть из  $\Gamma_3(t)$  вклад процесса передачи возбуждения (1)  $\Gamma_3^{ET}(t) = \xi \times \Gamma_4^{ET}(t)$  и тем самым получить поток рекомбинационного заселения состояний:

$$\Gamma_3^{\text{Rec}}(t) = \alpha_X(n=3) \cdot [X^+](t) \cdot [e](t) = \Gamma_3(t) - [He_2^m](t) \cdot [H_2] \cdot k_3^{ET} = \Gamma_3(t) - \xi \cdot \Gamma_4(t)$$

Мы не включали в формулу для  $\Gamma_4$  поток заселения состояния  $N(n=4)$ , обусловленный каскадными переходами с выше лежащих уровней, в силу его малости, что следует из результатов наших измерений интенсивности линий  $I_\gamma(t)$  и  $I_\delta(t)$  □ .

Выделенную таким образом скорость рождения атомов  $N(n=3)$  можно было сопоставить с зависимостью от времени концентраций различных частиц и получить отклик коэффициента рекомбинации на изменение электронной температуры при формировании в послесвечении кратковременного импульса, "подогревающего" электронный газ.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В экспериментах использовалась установка, описанная в работе [4].

Вакуумная система позволяла откачивать разрядные трубки до остаточного давления  $p \approx 10^{-6}$  мм рт. ст. Внутренние поверхности вакуумной системы тщательно обезгаживались путем прогрева ВЧ-разрядом под откачкой. Для очистки исследуемого газа от остатков атмосферных примесей при заполнении разрядных трубок гелий пропусклся через ловушки с активированным углем и цеолитом, охлаждаемые до температуры жидкого азота. Удаление малой примеси неона, присутствующей даже в спектрально чистом газе, достигалось путем фильтрации гелия в дополнительной разрядной ячейке, действие которой было основано на разделении газов вследствие катафореза в разряде постоянного тока.

Плазма создавалась в стеклянной разрядной трубке радиусом 1.4 см с расстоянием между электродами 50 см. Разряд постоянного тока во вспомогательной разрядной трубке использовался для измерения относительного поглощения на линиях 3889 Å HeI и 4638 Å He<sub>2</sub> методом двух трубок.

Измерение световых потоков велось вдоль оси разрядной трубки. Выделение спектральных интервалов осуществлялось с помощью монохроматора с дисперсией 20 Å/мм. При столь низких плотностях водорода основная

трудность спектроскопического исследования процессов в плазме заключается в необходимости регистрации предельно малых световых потоков с временным разрешением. Для решения этой задачи была использована система многоканального счета фотонов [10], регистрирующая, в отличие от построенных на принципе преобразования время-амплитуда, все фотоэлектроны ФЭУ в пределах анализируемого интервала времени. Достижение приемлемой для анализа точности получаемых данных требовало в ряде случаев времени «накопления» масштаба 20 – 30 часов для каждой кривой зависимости интенсивности линии от времени  $I(t)$ .

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Условия эксперимента в настоящей работе были аналогичны условиям экспериментов в предыдущих исследованиях [4,5]: общее давление 38 мм рт. ст., отношение концентраций  $[H_2]/[He]$  порядка  $10^{-6}$ , длительность импульса разряда 200 мксек, длительность фазы послесвечения (4 ÷ 33) мсек, концентрация электронов в конце разрядного импульса  $10^{11} \text{ см}^{-3}$ .

При подготовке эксперимента было установлено, что наиболее благоприятные условия для наблюдения электрон-ионной рекомбинации реализуются при достаточно больших длительностях послесвечения: больше приблизительно 30 мсек – и при достаточно малых длительностях разрядного импульса: меньше приблизительно 200 мксек. Такие параметры периодически повторяющегося разряда обеспечивали надежное наблюдение различия в поведении интенсивностей линий  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  в течение первых миллисекунд послесвечения (рис.1, 2), связанного с дополнительным рекомбинационным каналом заселения состояний атома  $H(n = 3)$ .

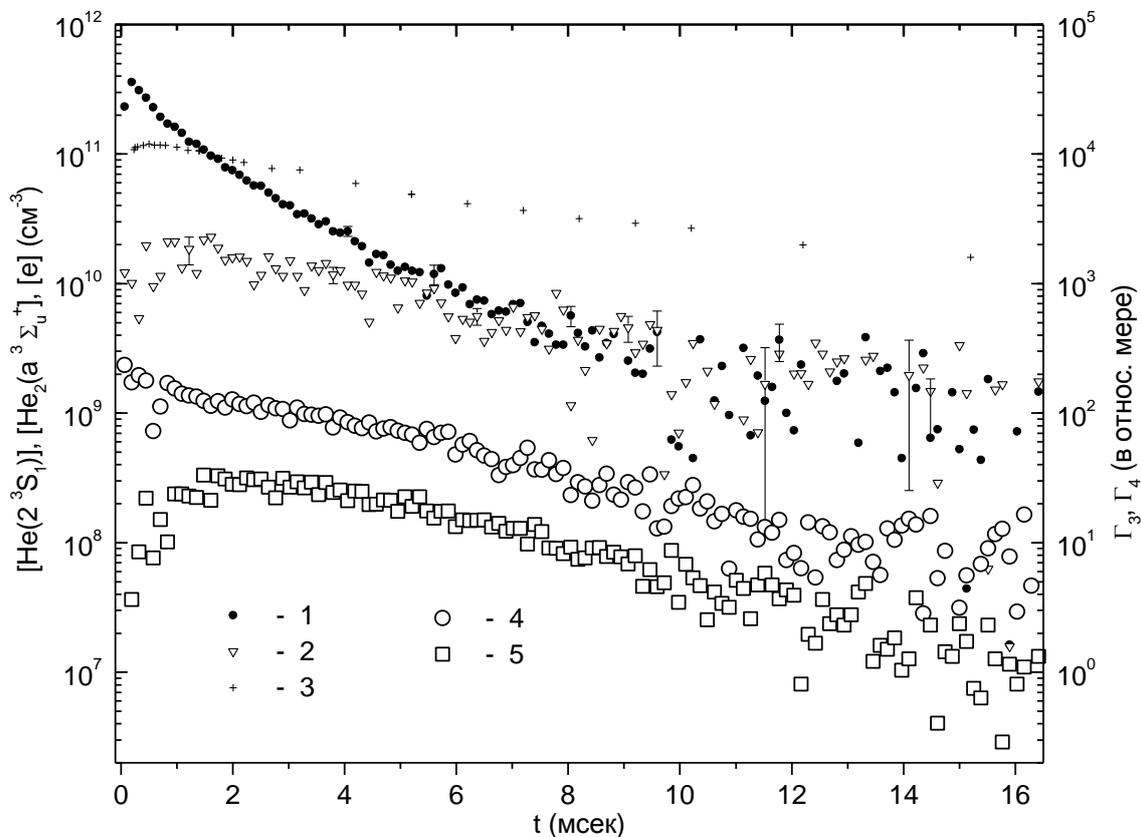


Рис. 2. Зависимости от времени концентраций метастабильных атомов и молекул гелия, концентрации электронов и потоков заселения возбужденных состояний атома водорода с  $n = 3$  и  $n = 4$  в послесвечении (период повторения разрядных импульсов 33.15 мс): 1 –  $[He^m]$ , 2 –  $[He_2^m]$ , 3 –  $[e]$ , 4 –  $\Gamma_3$ , 5 –  $\Gamma_4$ .

Напротив, при малой длительности послесвечения (4.3 мсек) все наблюдавшиеся нами водородные линии серии Бальмера:  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  – характеризовались тождественными зависимостями от времени, совпадающими с зависимостью от времени концентрации метастабильных молекул  $[He_2^m](t)$  (рис.3), а также был практически незаметен отклик интенсивности линии  $H_\alpha$  на кратковременное возмущение электронной температуры, который надежно регистрировался в случае большого периода повторения разрядных импульсов (Т

= 33.15 мсек). Эти обстоятельства свидетельствовали о том, что при малой длительности послесвечения процессы электрон-ионной рекомбинации (2) не играют заметной роли в заселении возбужденных состояний атома водорода, которое происходит на протяжении всей фазы послесвечения исключительно вследствие передачи возбуждения от метастабильных молекул гелия (1).

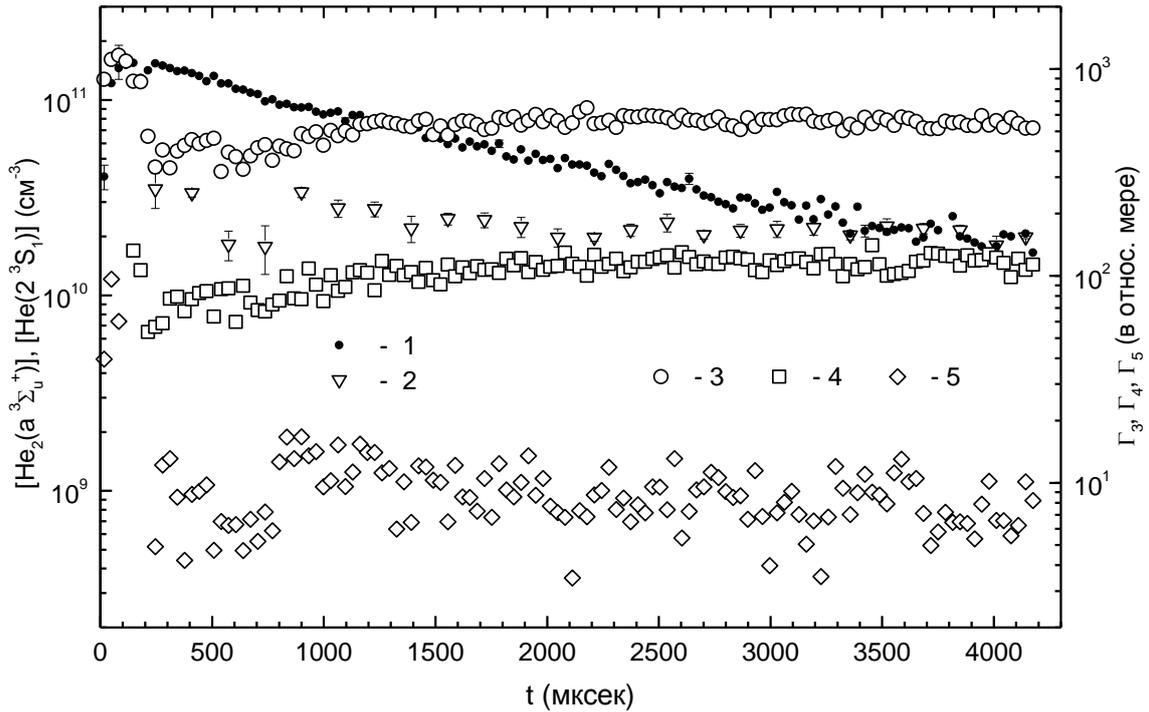


Рис. 3. Зависимости от времени концентраций метастабильных атомов и молекул гелия и потоков заселения возбужденных состояний атома водорода с  $n = 3$  и  $n = 4$  и  $n = 5$  в послесвечении (период повторения разрядных импульсов 4.3 мс): 1 –  $[He_2^m]$ , 2 –  $[He^m]$ , 3 –  $\Gamma_3$ , 4 –  $\Gamma_4$ , 5 –  $\Gamma_5$ .

Причину наличия или отсутствия рекомбинационного канала заселения состояний атома водорода  $H(n = 3)$  в зависимости от длительности фазы распада плазмы можно искать, сопоставляя зависимости от времени потока  $\Gamma_3^{Rec}(t)$  с зависимостями от времени других величин, измерявшихся в эксперименте.

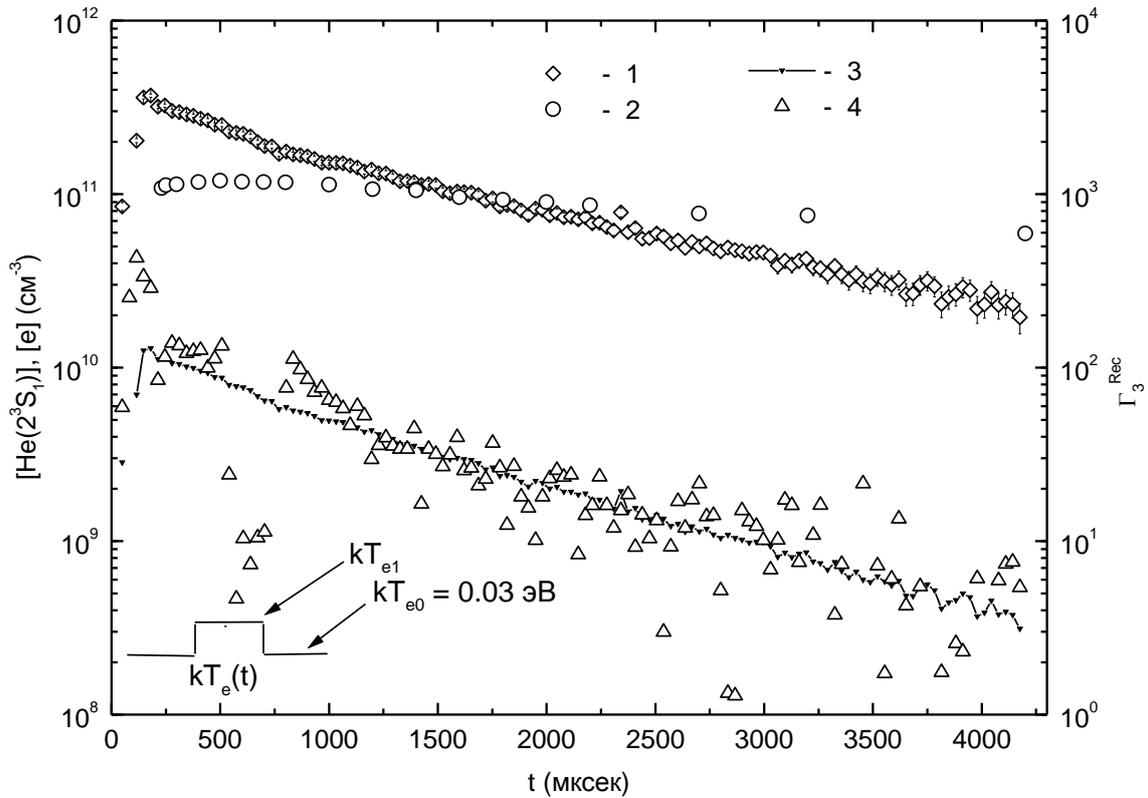
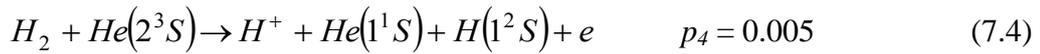
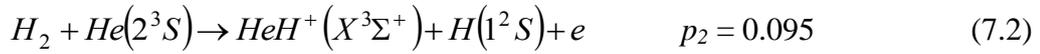


Рис. 4. Зависимости от времени концентраций метастабильных атомов, электронов и потока рекомбинационного заселения состояний атома водорода с  $n = 3$  в послесвечении (период повторения разрядных импульсов 33.15 мс): 1 –  $[He_2^m]$ , 2 –  $[e]$ , 3 –  $Const \times [He^m] \times [e]$ , 4 –  $\Gamma_3^{Rec}$ .

Из приведенных на рис.4 данных настоящей работы, соответствующих полученным ранее результатам [4,5], видно, что наблюдается корреляция потока  $\Gamma_3^{Rec}(t)$  рекомбинационного заселения состояний  $H(n=3)$  и концентрации метастабильных атомов  $[He^m](t)$ . Еще ближе к зависимости от времени потока  $\Gamma_3^{Rec}(t)$  произведение  $[He(2^3S_1)](t)$  и концентрации электронов  $[e](t)$  (рис.4). Объяснением данных фактов может служить то, что водород содержащие ионы, рекомбинация (2) которых с электронами ведет к заселению состояний атома

водорода с  $n = 3$ , рождаются в послесвечении в результате пеннинговской ионизации при столкновениях с атомными метастабильями:

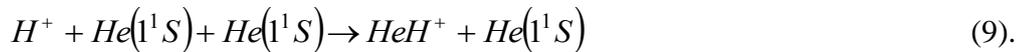


Здесь величины  $p_i$  представляют собой вероятности реализации различных выходных каналов процесса (7.1 – 7.4) [11].

Если в пеннинговской ионизации принимают участие атомы водорода



то ионы  $H^+$ , появившиеся в результате процесса (7.4) или (8) должны за времена  $\tau$  порядка  $10^{-5}$ с ( $1/\tau = 10^{-31}$  см<sup>6</sup>/с  $\times$  [He]<sup>2</sup>) превращаться в гетероядерные ионы  $HeH^+$ :



В любом случае заселение состояний атома водорода с  $n = 3$ , обусловленное рекомбинацией с электронами ионов  $H_2^+$ ,  $HeH^+$  или  $HeH_2^+$ , коррелирует с концентрацией метастабильных атомов гелия и по времени оно должно происходить, когда в плазме метастабильные атомы присутствуют в достаточном количестве (рис.1,2,4).

Концентрации метастабильных атомов гелия оказываются существенно отличающимся в самой ранней фазе послесвечения в случаях различных по длительности промежутков между импульсами разряда: при  $T = 33.15$ мсек  $[He^m]_{\max} = 4 \times 10^{11}$  см<sup>-3</sup>, при  $T = 4.3$ мсек  $[He^m]_{\max} = 1.5 \times 10^{11}$  см<sup>-3</sup> (рис.3,4). Для молекулярных метастабилей ситуация обратная – их концентрация больше в случае периода послесвечения  $T = 4.3$ мсек: при  $T = 33.15$ мсек  $[He_2^m]_{\max} = 2 \times 10^{10}$  см<sup>-3</sup>, при  $T = 4.3$  мсек  $[He_2^m]_{\max} = 3 \times 10^{10}$  см<sup>-3</sup>. Для сопоставления потока рекомбинационного заселения  $\Gamma_3^{Res}(t)$  состояний  $H(n=3)$  и  $\Gamma_3^{ET}(t)$  – потока

передачи возбуждения определяющим является отношение концентраций атомных и молекулярных метастабилей  $[He^m]/[He_2^m]$ , которое при переходе от большого периода 33.15мсек к малому 4.3мсек уменьшается в 4 раза. Следует ожидать, что во столько же раз уменьшится и отношение  $\Gamma_3^{Res}(t)/\Gamma_3^{ET}(t)$ . Проявлением этого, по-видимому, и является тот факт, что при малом промежутке между импульсами рекомбинационное заселение возбужденных состояний атома водорода становится незаметным на фоне их заселения вследствие процесса передачи возбуждения от метастабильных молекул (1).

Причину различного поведения концентраций атомных и молекулярных гелиевых метастабилей можно понять, анализируя процессы, рождения и гибели этих частиц в фазах послесвечения и разряда.

Рождение метастабильных атомов происходит главным образом в фазе разряда, в той его части, когда максимальное значение имеет средняя энергия электронов, определяющаяся приведенной напряженностью продольного электрического поля  $E/N$  (при  $T = 4.3$ мсек  $(E/N)_{max} = 6.4$ Тд,  $(kT_e)_{max} = 2.3$ эВ; при  $T = 33.15$  мсек  $(E/N)_{max} = 9.3$ Тд,  $(kT_e)_{max} = 3.3$ эВ). Различие напряженностей поля обусловлено различием проводимостей плазмы и, соответственно, падением напряжения на положительном столбе и различием выходного напряжения высоковольтного источника которое необходимо создать для достижения одинаковой амплитуды тока в разрядном импульсе при различных длительностях послесвечения. Если в конце импульса разряда при одинаковой амплитуде тока концентрации электронов  $[e]$  для  $T = 33.15$ мсек и  $T = 4.3$ мсек близки по величине, то в начале импульса концентрация электронов для  $T=33.15$ мсек примерно в 20 раз меньше. Это соответствует 20-ти кратному уменьшению концентрации электронов за период распада плазмы, что подтверждается проведенными нами измерениями средних по сечению разрядной трубки значений концентрации  $[e](t)$ . В течение разрядного импульса ионизация электронным ударом должна обеспечить формирования приблизительно одинаковой концентрации электронов  $[e]$  для большого и малого периодов повторения  $T$ , несмотря на существенно отличающиеся начальные значения  $[e]$ . Это оказывается возможным, так как большие значения  $E/N$ ,  $T_e$ , скорости возбуждения из основного состояния атома

гелия в метастабильное приводят к большей скорости ступенчатой ионизации в случае  $T = 33.15$  мсек по сравнению с  $T = 4.3$  мсек.

Наблюдавшееся в разрядных импульсах при разных периодах повторения отличие температуры электронов почти в полтора раза имеет своим следствием существенно большую скорость нарастания концентрации  $[He(2^3S)]$  при длительности послесвечения 33.15 мсек, чем при 4.3 мсек. В итоге концентрация  $[He(2^3S)]$  в начале послесвечения для  $T = 33.15$  мсек оказывается больше почти в 3 раза, чем для  $T = 4.3$  мсек (рис.1, 2).

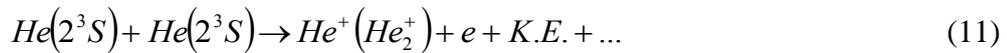
Гибель атомов  $He(2^3S)$  происходит в результате следующих процессов:

пеннинговская ионизация (7.1 ÷ 7.4) и (8);

удары 2-го рода с электронами



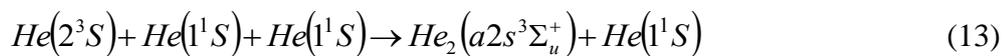
парные столкновения с метастабильными атомами



и молекулами



диффузия к стенкам разрядной трубки. Но главным каналом гибели атомов  $He(2^3S)$ , по-видимому, является конверсия при тройных столкновениях:

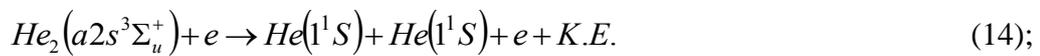


с константой скорости  $\delta = 0.2 \text{ с}^{-1}\text{Тор}^{-2}$  [12]. Время жизни метастабильных атомов относительно данного процесса в условиях нашего эксперимента составляет около 3 мсек и по порядку величины соответствует характерному времени уменьшения концентрации  $[He^m]$ . В поздней стадии послесвечения конверсия (13) очевидно является главным каналом гибели метастабильных атомов из-за малости концентраций частиц, участвующих в процессах (10), (11), (12), а в начальной стадии послесвечения конверсия по крайней мере дает существенный вклад в скорость убыли величины  $[He^m]$  наряду с процессами (10), (11), (12). За

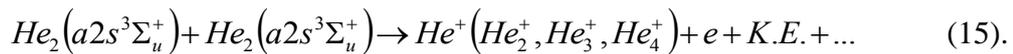
промежуток времени  $T$  между двумя последовательными импульсами разряда концентрация молекул  $[He^m]$  падает больше, чем в 10 раз для  $T = 4.3$  мсек, и больше, чем в 100 раз для  $T = 33.15$  мсек.

Процесс (13) с одной стороны определяет скорость гибели атомов  $He(2^3S)$  с другой – является основным источником метастабильных молекул  $He_2(a2s^3\Sigma_u^+)$  в распадающейся плазме. Гибель молекул  $He_2(a2s^3\Sigma_u^+)$  происходит в результате передачи возбуждения (1), диффузии к стенкам и процессов, аналогичных (10), (11), (12):

ударов 2-го рода с электронами с последующей диссоциацией молекулы:



парных столкновений с метастабильными атомами (12) и молекулами:



То обстоятельство, что конверсия (13) в противоположность случаю атомных метастабилей ведет не к гибели, а к рождению молекул в состояниях  $He_2(a2s^3\Sigma_u^+)$ , является причиной даже некоторого увеличения концентрации  $[He_2(a2s^3\Sigma_u^+)]$  в начальной фазе послесвечения. Конверсия (13) служит механизмом перекачки метастабилей из атомного состояния в молекулярное. При длительности послесвечения 4.3 мсек происходит накопление молекул в состоянии  $He_2(a2s^3\Sigma_u^+)$ , что, в частности, проявляется, как преобладание процесса передачи возбуждения (1) над электрон-ионной рекомбинацией в начальной фазе послесвечения при периоде повторения импульсного разряда 4.3 мсек. Данный вывод представляет интерес еще и по тому, что указывает на возможность целенаправленного управления механизмами заселения возбужденных состояний  $H^*$  в импульсно-периодическом разряде в гелии с малой добавкой водорода путем регулирования длительности послесвечения.

Режим импульсного разряда с малым периодом послесвечения, когда в заселении состояний  $H(n=3, 4, \dots)$  преобладает передача возбуждения от метастабильных молекул на протяжении всей паузы между импульсами и для

всех водородных состояний, был использован для измерения относительных величин потоков  $\Gamma_3^{ET}$ ,  $\Gamma_4^{ET}$ ,  $\Gamma_5^{ET}$  и  $\Gamma_6^{ET}$ , совпадающих с относительными величинами констант скоростей процессов (1) с различными атомными состояниями в выходных каналах:  $\Gamma_3^{ET}:\Gamma_4^{ET}:\Gamma_5^{ET}:\Gamma_6^{ET} = k_3^{ET}:k_4^{ET}:k_5^{ET}:k_6^{ET}$ . В итоге получилось следующее распределение потоков процесса (1) по состояниям  $N(n=3) - 0.816$ ,  $N(n=4) - 0.169$ ,  $N(n=5) - 0.012$ ,  $N(n=6) - 0.003$ .

Одной из целей работы было определение зависимости от температуры электронов скорости заселения состояний атома водорода с  $n=3$  вследствие электрон-ионной рекомбинации. Для решения этой задачи была поставлена серия экспериментов, в которых регистрировался отклик интенсивности линии  $H_\alpha$ , на импульсный «подогрев» электронного газа при различных уровнях температуры  $T_e$  в импульсе. Наряду с интенсивностью линии  $H_\alpha$  регистрировалась интенсивность линии  $H_\beta$ , необходимая для определения потока  $\Gamma_3$  заселения состояния  $N(n=3)$  с учетом каскадных радиационных переходов и для выделения рекомбинационной составляющей потока  $\Gamma_3^{Rec}$ . Также измерялась интенсивность молекулярной полосы  $He_2^* 4550\text{\AA} He_2^*(h4s\sigma^3\Sigma_u^+ \rightarrow b2p\pi^3\Pi_g)$ , излучение которой в послесвечении обусловлено заселением молекулярных состояний  $He_2^*(h4s\sigma^3\Sigma_u^+)$  вследствие трехчастичной рекомбинации [12]:



Зависимость коэффициента рекомбинации (16)  $\alpha(T_e)$ , совпадающая в условиях нашего эксперимента с зависимостью от  $T_e$  интенсивностей спектральных линий в полосе, известна  $\alpha(T_e) \sim T_e^{-1.5}$  [13] и была использована для сравнения с зависимостью  $\Gamma_3^{Rec}(T_e)$ .

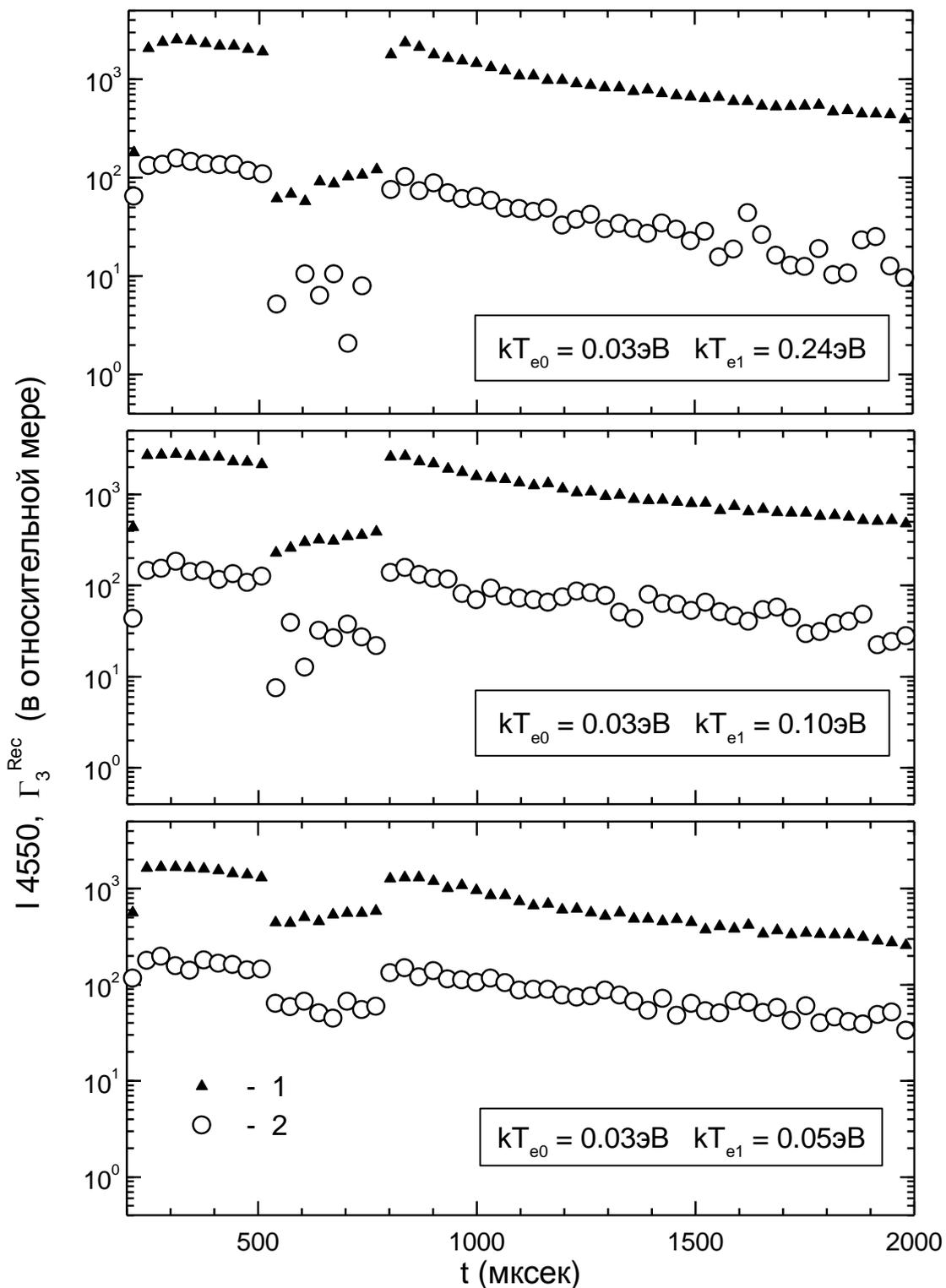


Рис. 5. Примеры зависимостей от времени интенсивности молекулярной полосы  $I_{4550}(t)$  – 1 и потока рекомбинационного заселения состояний атома водорода с  $n = 3$  в послесвечении  $\Gamma_3^{\text{Rec}}(t)$  – 2 при наличии «подогревающего» импульса в фазе послесвечения.

Условия экспериментов были следующими: общее давление гелия и примеси 38 мм рт.ст., длительность разрядного импульса 200 мксек, период повторения импульсного разряда 33.15 мксек, концентрация электронов в начале послесвечения  $10^{11} \text{ см}^{-3}$ , длительность подогревающего импульса 260 мксек, его задержка относительно основного разрядного импульса 300 мксек, значение температуры электронов в подогревающем импульсе  $kT_{e1} = (0.04 \div 0.3) \text{ эВ}$  – 8 различных значений  $T_{e1}$ . Было получено в эксперименте около 100 кривых зависимостей интенсивностей различных спектральных линий от времени в фазе послесвечения. Среднее время записи одной кривой 6 часов.

На рис. 5 приведены примеры зависимостей от времени интенсивности молекулярной полосы  $I_{4550}(t)$  и  $\Gamma_3^{\text{Rec}}(t)$  при наличии подогревающего импульса. Получившаяся в результате зависимость  $\Gamma_3^{\text{Rec}}(T_e)$  может быть аппроксимирована степенной функцией  $\Gamma_3^{\text{Rec}}(T_e) \propto T_e^{-(1.3 \pm 0.2)}$ . Здесь следует отметить, что для температурной зависимости интенсивности молекулярной полосы  $I_{4550}(T_e)$  в нашем эксперименте получилась аппроксимация:  $I_{4550}(T_e) \propto T_e^{-(1.46 \pm 0.04)}$ .

Полученную в нашем эксперименте зависимость  $\Gamma_3^{\text{Rec}}(T_e)$  можно сравнить с результатами теоретических расчетов и пучковых экспериментов по определению сечений рекомбинации [14-19]. Для сечений диссоциативной рекомбинации ионов  $\text{H}_2^+$  с электронами в работах [14,15] получены эффективные сечения с зависимостью от энергии налетающего электрона тип  $\sim 1/\varepsilon$ , что соответствует температурной зависимости константы скорости рекомбинации  $\propto T^{-0.5}$ . Такого типа зависимости получают как для ионов в основном, так и в возбужденных колебательных состояниях, а также и для различных возможных состояний атома водорода в выходном канале: от состояний с малым значением  $n$  до ридберговских. Если энергетический уровень атома  $\text{H}$  лежит выше уровня рекомбинирующего иона в работе [14] приводятся сечения, растущие с энергией электрона. Что касается иона  $\text{HeH}^+$ , то для него в экспериментах с пучками ионов и электронов [16, 17, 18] и в теоретическом расчете [19] обнаружен острый пик на зависимости сечения диссоциативной рекомбинации иона  $\text{HeH}^+$  для энергий

электрона порядка 0.01эВ. Его наличие, по данным [19] обусловлено «туннельным» режимом диссоциативной рекомбинации, когда отсутствуют отталкивательные адиабатические потенциальные кривые разлетного состояния квазимолекулы, пересекающие потенциальную кривую молекулярного иона в районе точки равновесия. Если аппроксимировать зависимость сечения диссоциативной рекомбинации функцией типа «ступеньки»:  $\sigma(\varepsilon) = \sigma_0$ , при  $\varepsilon \leq \varepsilon_0$  и  $\sigma(\varepsilon) = 0$ , при  $\varepsilon > \varepsilon_0$ , то для случая  $\varepsilon \ll kT_e$  нетрудно получить для константы скорости рекомбинации зависимость  $\langle \nu\sigma \rangle = \sigma_0 \cdot \sqrt{\frac{2\varepsilon_0}{\pi m}} \cdot \left(\frac{\varepsilon_0}{kT_e}\right)^{3/2}$ , что достаточно хорошо соответствует полученному нами результату. Таким образом, наблюдавшаяся в нашем эксперименте температурная зависимость потока рекомбинационного заселения состояний  $H(n=3)$  в принципе может соответствовать процессу диссоциативной рекомбинации иона  $HeH^+$  при низких энергиях электрона.

## 5. ВЫВОДЫ

В качестве наиболее важных результатов можно выделить:

- а) полученную в эксперименте температурную зависимость потока рекомбинации в состоянии атома водорода с главным квантовым числом равным 3;
- б) выяснение связи между периодом повторения разрядного импульса и процессом, доминирующим в заселении возбужденных состояний атома  $H(n=3)$ , что позволяет целенаправленно управлять механизмом заселения возбужденного состояния примеси и построить кинетическую модель процессов образования возбужденных частиц в распадающейся He-H плазме;
- в) данные об относительных потоках заселения состояний  $H(n=3,4,5,6)$  в процессе передачи возбуждения от метастабильных молекул гелия.

Работа выполнена при поддержке Российским фондом фундаментальных исследований: Грант № 04-02-17568а.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов В. А. Диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов в плазме инертных газов. // Успехи физ. наук. 1992. Т.162. Вып.1. С.35-70.
2. Pouvesle J. M., Stevefelt J., Lee F. W., Jahani H. R., Gyls V. T., Collins C. B. Reactivity of metastables in atmospheric pressure afterglow. // J. Chem. Phys. 1985. V.83. N.6. P.2836-2839.
3. Motret O., Pouvesle J. M., Stevefelt J. Spectroscopic study of the afterglow excited by intense electrical discharges in high-pressure helium hydrogen mixtures.// J. Chem. Phys. 1985, V.83, N.3. P.1095-1100.
4. Скобло Ю. Э., Иванов В. А. Роль метастабильных атомов и молекул гелия в передаче возбуждения атомарному водороду. // Опт. и спектр. 2000. Т.88. №2. с.185-191.
5. Скобло Ю. Э., Иванов В. А. О механизмах образования возбужденных атомов водорода в распадающейся плазме смеси гелий-водород. // Опт. и спектр. 2003. Т. 95. № 4. С.547-551.
6. Dubreuil B., Catherinot A. Quenching and excitation transfer in the  $n=3$  helium sublevels in a low-pressure glow discharge // Phys. Rev. A. 1980. V.21. N.1. P.188-199.
7. Gauthier J.-C., Geindre J.-P., Moy J.-P., Delpech J.-F. Electronic and Rotational Energy Relaxation in Molecular Helium. // Phys. Rev. A. 1976. V.13. N.5. P.1781-1786.
8. Голубовский Ю.Б., Куликов В.В., Лавров Б.П., Скобло Ю. Э. О газовой температуре плазмы контрагированного разряда в гелии при средних давлениях. // Теплофизика выс. Температур, 1986, т.24, N.1, с.21-24.
9. Omidvar K. Transition probabilities and branching ratios for electric-dipole transitions between arbitrary levels of hydrogen-like atoms. // Atomic data and nuclear data tables. 1983. V.28. P.1-20.
10. Иванов В. А., Макасюк И. В. Оптимальный эксперимент по исследованию несамостоятельного разряда. // Известия ВУЗов. 1988. Т.31. № 10. С.43-48.
11. Bregel T., Yench A. J., Ruf M. W., Hotop H. Detailed electron spectrometric study of the ionization of  $H_2$  by  $He^*(2^1S, 2^3S)$  // Z. Phys. D. 1989. V.13. N.1. P.51-60.

12. Deloche R., Monchicourt P., Cheret M., and Lambert F. High-pressure helium afterglow at room temperature. // *Phys. Rev. A*. 1976. V.13. N.3. P.1140-1176.
13. Ivanov V.A., Skoblo Yu.E. Dissociative recombination of vibrationally excited ions  $\text{He}_2^+$  with electrons. X European Sectional Conf. On the Atomic. And Mol. Physics of Ionized Gases. Orleans, France, 1990, p.92-93.
14. Жданов В. П., Чибисов М. И. // Диссоциативная рекомбинация электронов на молекулярных ионах  $\text{H}_2^+$  и  $\text{D}_2^+$  с образованием сильно возбужденных атомов. *ЖЭТФ*. 1978. Т.74. №1. с.75-85.
15. Chibisov M. I., Mitchel J. B. A., Van der Donk P. J. T., Yousif F. B., Morgan T. J. // Dissociative recombination of vibrationally excited  $\text{H}_2^+$  ions: high-Rydberg-state formation *Phys. Rev. A* 1997. V.56. N.1. P.443-456.
16. Yousif F. B., Mitchel J. B. A. // Recombination and excitation of  $\text{HeH}^+$ . *Phys. Rev. A* 1989. V.40. N.8. P.4318-4321.
17. Tanabe T., Katayama I., Inoue N., Chida K., Arakaki Y., Watanabe T., Yoshizawa M., Ohtani S., and Noda K. // Dissociative recombination of  $\text{HeH}^+$  at large center-of-mass energies. *Phys. Rev. Lett.* 1993. V.70. N.4. P.422-425.
18. Yousif F. B., Mitchel J. B. A., Rogelstad M., Le Padelec A., Canosa A., Chibisov M. I. // Dissociative recombination of  $\text{HeH}^+$ : A reexamination. *Phys. Rev. A* 1994. V.49. N.6. P.R4610-R4615.
19. Guberman S. L. // Dissociative recombination without a curve crossing. *Phys. Rev. A*. 1994. V.49. N.6. R4277-4280.