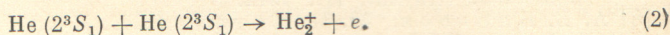
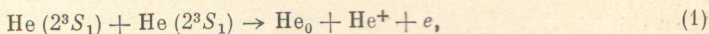


## РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОСЛЕСВЕЧЕНИИ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В ГЕЛИИ И ГЕЛИЙ-НЕОНОВОЙ СМЕСИ

*В. А. Картазаев, Ю. А. Пиотровский и Ю. А. Толмачев*

Исследовано послесвечение тлеющего разряда в гелии и смеси гелий—неон при низком давлении. Показано, что основным процессом возбуждения уровней атома гелия в послесвечении является ударно-радиационная рекомбинация. Роль диссоциативной рекомбинации пренебрежимо мала. Измерена константа парных столкновений метастабильных атомов  $\text{He}(2^3S_1) \langle \sigma v \rangle = (2.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ .

Для изучения неупругих столкновений метастабильных атомов и ионов гелия с различными атомами и молекулами широко используется послесвечение тлеющего разряда низкого давления. Однако при анализе процессов, протекающих в распадающейся плазме, в смесях газов часто не учитываются реакции образования ионов и их рекомбинации. Вместе с тем в результате этих реакций ионный состав плазмы может претерпевать весьма существенные изменения и в различные моменты времени свечение будет обусловлено разными процессами. Даже в чистом гелии при малых давлениях отношение концентраций ионов сильно меняется с течением времени послесвечения [1]. Это изменение обусловлено главным образом столкновениями двух метастабильных атомов



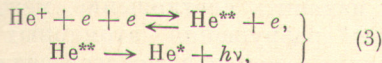
Состояние  $\text{He}(2^1S_0)$  тушится в послесвечении при столкновениях с медленными электронами [2] и не играет заметной роли в образовании ионов. Теоретические расчеты [3] показывают, что реакция (2) при комнатной температуре в 2.5 раза эффективнее, чем (1). Вместе с тем концентрация метастабильных атомов  $\text{He}(2^3S_1)$  в конце возбуждающего импульса при малой плотности тока может на порядок превосходить концентрацию ионов  $\text{He}^+$ . Следовательно, даже в том случае, когда молекулярные ионы гелия практически отсутствуют в плазме на всем протяжении импульса, в послесвечении их концентрация может оказаться сравнимой с концентрацией атомарных ионов. Таким образом, характер послесвечения гелиевой плазмы при низких давлениях будет определяться рекомбинацией как атомарных, так и молекулярных ионов. Изменяя начальную концентрацию метастабильных атомов, можно попытаться разделить оба эти процесса.

В наших экспериментах использовалась разрядная трубка диаметром 20 мм, длиной 300 мм. Приэлектродные области были вынесены в сторону и исследовался положительный столб разряда длиной 210 мм. Давление гелия составляло 1.6 тор. Возбуждение осуществлялось импульсами длительностью 50 мкс, сила тока менялась от 10 до 300 мА. Измерялись яр-

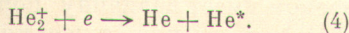
кости линий, испускаемых при переходах с синглетных и триплетных уровней с главными квантовыми числами  $n=3\div 6$ , а также концентрация метастабильных атомов. Изменение заселенности уровня  $2^3S_1$  и яркости линии 667.8 нм (переход  $3^1D_2 \rightarrow 2^1P_1$ ) показаны на рис. 1. Характер послесвечения линий, идущих с более высоких уровней, аналогичен линии 667.8 нм. Положение максимума и скорости изменения заселенности одинаковы, по мере увеличения  $n$  лишь возрастает отношение яркости рекомбинационного максимума к яркости в конце возбуждающего импульса. Такой же вид имеет и зависимость от времени яркости молекулярной полосы  $He_2$  465 нм. Число квантов, испускаемых в единицу времени в этой полосе при  $p=1.6$  тор, на два порядка меньше, чем в линии 667.8 нм.

Спад яркости линий сразу после обрыва импульса тока связан с падением электронной температуры. Свечение при этом вызвано преимущественно ступенчатым возбуждением уровней из состояния  $He(2^3S_1)$  [4]. Последующее нарастание яркости обусловлено увеличением роли рекомбинационных процессов заселения возбужденных состояний.

При анализе рекомбинационного послесвечения нами были использованы две модели. В первых, ударно-радиационная рекомбинация



и, во-вторых, диссоциативная рекомбинация



Обе реакции могут объяснить величину яркости послесвечения и зависимость ее от времени.

1. Основным процессом гибели заряженных частиц в наших условиях является амбиполярная диффузия. Вместе с тем коэффициент диффузии молекулярных ионов почти точно в 1.5 раза превосходит коэффициент диффузии атомарных [5]. Следовательно, процессы (3) и (4) приводят к одинаковой зависимости яркости от времени в дальнейшем послесвечении.

2. Величина коэффициента диссоциативной рекомбинации по данным, например, работы [6], сравнима с величиной коэффициента ударно-радиационной рекомбинации [7]. Следовательно, процессы (3) и (4) могут быть близки и по числу актов заселения возбужденных состояний в единицу времени.

3. Расчет интенсивности рекомбинационного потока показал, что близким оказывается и положение во времени максимума свечения. При вычислении электронной температуры, необходимой для определения коэффициента ударно-радиационной рекомбинации, использовалось квазистационарное приближение [8]. Учитывался нагрев электронного газа быстрыми частицами, образующимися в ходе реакций (1) и (2).

Следует учесть также, что расчеты средней энергии электронов не дают пока возможности получить достаточно надежные значения  $T_e$ . С одной стороны, это обусловлено сложностью процессов, протекающих в распадающейся плазме, а с другой — отсутствием точных значений атомных констант, характеризующих эти процессы. Например, образующиеся в ходе реакции (2) ионы обладают значительной колебательной энергией. Следовательно, необходимо учитывать нагрев электронного газа, связанный с релаксацией молекулярных ионов по колебательным состояниям при столкновениях с электронами

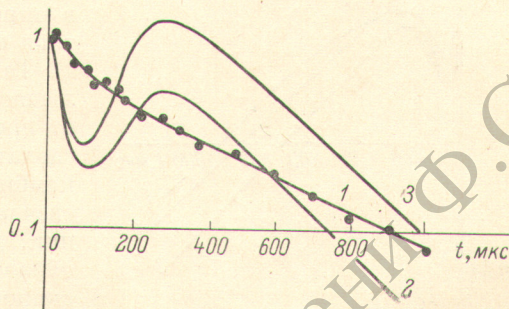
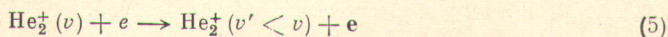
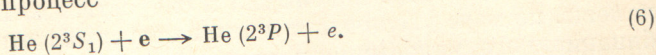


Рис. 1. Изменение заселенности уровней в послесвечении разряда в гелии при  $p_{He} = 1.6$  тор,  $i = 85$  мА,  $\tau_{имп.} = 50$  мкс.

1 — заселенность метастабильного уровня  $He(2^3S_1) - N_m \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3}$ , 2 — относительное изменение заселенности уровня  $3^1D_2$ , 3 — относительное изменение заселенности уровня  $5^1D_2$ .

Эффективное сечение этого процесса имеет величину порядка  $10^{-15}$  см<sup>2</sup> [9]. Вместе с тем данные о распределении заселенности He<sup>+</sup> по колебательным уровням, а также точные значения сечений реакции (5) отсутствуют. Оценки показывают также, что в начальной фазе послесвечения, когда велика концентрация метастабильных атомов He ( $2^3S_1$ ), необходимо учитывать процесс



В результате таких столкновений электрон теряет 1.4 эВ, а поскольку сечение реакции (6) имеет величину  $0.8 \cdot 10^{-14}$  см<sup>2</sup> [10], эффективность его по отношению к релаксации энергии быстрых электронов оказывается сравнимой с упругими столкновениями. Учет реакций (5), (6) может привести к изменению расчетного значения  $T_e$  в 1.5–2 раза. Коэффициент  $\alpha$  ударно-радиационной рекомбинации меняется пропорционально  $T_e^{-2}$ ,

следовательно, это может дать ошибку в определении рекомбинационного потока на порядок.

Таким образом, сопоставление наблюдаемой зависимости яркости линий от времени с расчетной не позволяет сделать однозначный вывод о типе рекомбинации, преобладающем в послесвечении разряда при низком давлении. Для того чтобы кардинальным образом изменить соотношение между скоростью разрушения атомарных и молекулярных ионов в послесвечении, в разрядную трубку был добавлен неон. Сечение тушения молекулярных ионов гелия неоном имеет величину порядка  $10^{-14}$  см<sup>2</sup> [11], а сечение тушения атомарных — на два порядка меньше.

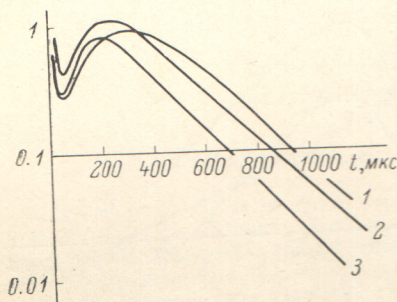


Рис. 2. Послесвечение линии 447.1 нм в смеси He—Ne при  $p_{\text{Ne}} = 2.7$  тор;  $i = 80$  мА.

1 —  $p_{\text{Ne}} = 0$ , 2 —  $p_{\text{Ne}} = 6 \cdot 10^{-3}$  тор, 3 —  $p_{\text{Ne}} = 1.6 \cdot 10^{-2}$  тор.

Относительно невелико также и сечение тушения неоном метастабильных атомов He ( $2^3S_1$ ) [12]. Таким образом, введение неона в количестве  $10^{-2}$  тор должно оставить практически без изменения скорости образования ионов и разрушения He<sup>+</sup>, но в несколько раз увеличить вероятность гибели ионов He<sup>+</sup>.

Измерения показали, что при добавлении неона яркость послесвечения линий гелия изменяется незначительно, рекомбинационный максимум смещается к началу координат (рис. 2). Наблюдаемые эффекты целиком объясняются уменьшением концентрации метастабильных атомов He ( $2^3S_1$ ) вследствие ударов второго рода с нормальными атомами неона. Одновременно яркость молекулярной полосы  $\lambda = 465$  нм падает на порядок уже при  $p_{\text{Ne}} = 6 \cdot 10^{-3}$  тор. Этот факт свидетельствует о резком уменьшении концентрации молекулярных ионов, поскольку основным процессом заселения возбужденных состояний He<sub>2</sub> в послесвечении является рекомбинация He<sup>+</sup>.

Таким образом, проведенные исследования показали, что основным процессом заселения возбужденных состояний атома гелия в послесвечении тлеющего разряда низкого давления является ударно-радиационная рекомбинация ионов He<sup>+</sup>. Диссоциативная рекомбинация He<sup>+</sup> играет пренебрежимо малую роль. Величина коэффициента диссоциативной рекомбинации не превышает  $10^{-10}$  см<sup>3</sup>·с<sup>-1</sup>. Константа парного столкновения метастабильных атомов He ( $2^3S_1$ ) имеет величину  $(2 \pm 0.5) \cdot 10^{-9}$  см<sup>3</sup>·с<sup>-1</sup>, что хорошо согласуется с данными других авторов.

#### Литература

- [1] V. B. Borisov, G. M. Grigorian, V. S. Egorov, N. M. Zatserkovnjuk. Proc. XII Int. Conf. Phenom. Ion. Gases, Eindhoven, 1, 12, 1975.  
[2] A. V. Phelps. Phys. Rev., 99, 1307, 1955.

- [3] B. J. Garrison, W. H. Miller, H. F. Shaefer. *J. Chem. Phys.*, 59, 193, 1973.
- [4] Ю. М. Каган, Н. Б. Колоколов, П. М. Праматаров. *Опт. и спектр.*, 42, 252, 1976.
- [5] E. W. McDaniel. *Collisional Phenomena in Ionised Gases*, 516, 1964.
- [6] A. W. Johnson, J. B. Gerardo. *Phys. Rev.*, 47, 1339, 1973.
- [7] L. C. Pitchford, K. N. Taylor, C. B. Collins. *J. Phys. B*, 8, 142, 1975.
- [8] А. Б. Благоев, Ю. М. Каган, Н. Б. Колоколов, Р. И. Лягущенко. *ЖТФ*, 44, 339, 1974.
- [9] В. С. Егоров, В. Д. Объедков. *Опт. и спектр.*, 27, 221, 1969.
- [10] P. G. Burke, A. J. Taylor, J. W. Cooper, S. Ormonde. *V ICPEAC, Leningrad, USSR*, 1967, p. 376.
- [11] H. J. Oskam. *Phillips Res. Rep.*, 13, 401, 1958.
- [12] A. Javan, W. R. Bennett, Jr., D. R. Herriott. *Phys. Rev. Lett.*, 6, 106, 1961.

Поступило в Редакцию 17 июня 1976 г

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. СКОРИНЫ