

**В.В. Аполлонов, Г.Г. Байцур, А.В. Ермаченко,  
Н.А. Распопов, Э.А. Свириденков,  
С.К. Семенов, К.Н. Фирсов**

## **ДИНАМИКА ЗАСЕЛЕНИЯ МЕТАСТАБИЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ $A^3\Sigma_u^+$ АЗОТА В ОБЪЕМНОМ САМОСТОЯТЕЛЬНОМ РАЗРЯДЕ**

С целью установления возможности влияния ступенчатой ионизации  $N_2$  на развитие неустойчивости объемного самостоятельного разряда (ОСР) методом внутрирезонаторной лазерной спектроскопии (ВРЛС) исследована динамика заселения колебательных уровней  $v = 2\div 8$  состояния  $A^3\Sigma_u^+$  при давлении 0,3 атм. Максимальная суммарная населенность на семи колебательных уровнях  $N(v = 2\div 8) = 6,4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  существенно превышает максимальную концентрацию электронов  $n_e = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . В условиях экспериментов вклад ступенчатой ионизации в ионизационный поток в столбе ОСР был пренебрежимо мал. Поэтому данный процесс может влиять на длительность устойчивого горения ОСР лишь за счет увеличения скорости прорастания искрового канала в разрядном промежутке.

В [1] было предположено, что одним из основных факторов, ограничивающих длительность устойчивого горения объемного несамостоятельного разряда в рабочих смесях  $CO_2$ -лазера, является развитие неустойчивости, обусловленной ступенчатой ионизацией  $N_2$  через метастабильные электронные состояния. Согласно расчетам [2] процесс ступенчатой ионизации должен также давать заметный вклад в ионизационный поток при возбуждении  $N_2$  объемным самостоятельным разрядом (ОСР), что указывает на возможность развития неустойчивости данного типа в  $N_2$  и в смесях с высоким его содержанием.

В несамостоятельном СВЧ разряде возбужденных состояний обнаружено не было [3], хотя порог чувствительности метода  $10^{14} \text{ см}^{-3}$  (внутрирезонаторная лазерная спектроскопия) был существенно меньше ожидаемой из расчетов величины заселенности.

Регистрация возбужденных состояний  $A^3\Sigma_u^+ N_2$  в плазме ОСР проводилась в [4] методом диодной лазерной спектроскопии [5], но из-за малого диапазона спектральной перестройки диодного лазера в этих экспериментах контролировалось поглощение лишь на одном электронно-колебательном переходе  $A^3\Sigma_u^+ - B^3\Pi_g$ , что не позволило оценить полную заселенность электронного уровня.

В настоящей работе исследуется динамика заселения колебательных уровней  $v = 2\div 8$  состояния  $A^3\Sigma_u^+$  и  $N_2$  в плазме ОСР с целью получения количественных данных о полной заселенности этого состояния и установления возможности влияния ступенчатой ионизации на развитие неустойчивости ОСР.

Исследования проводились методом внутрирезонаторной лазерной спектроскопии. Использовался импульсный лазер с ламповой накачкой на растворе красителя родамина 6Ж в изопропанолу с длительностью импульса генерации по полувысоте  $\tau = 80 \text{ нс}$  и областью перестройки длины волны генерации  $(5750\div 6100) \text{ \AA}$ . В резонатор лазера длиной  $L_p = 130 \text{ см}$  помещалась разрядная камера с активным объемом  $4 \times 5 \times 50 \text{ см}^3$  при давлении азота  $p = 0,3 \text{ атм}$ . Схема разрядного модуля аналогична [6]. Спектрограф на основе автоколлимационной трубы УФ-90 с дифракционной решеткой имел разрешение  $0,1 \text{ см}^{-1}$ . Для получения временной зависимости населенности колебательных уровней спектры поглощения  $I^+$  системы  $N_2$  (переход  $A^3\Sigma_u^+ - B^3\Pi_g$ ) регистрировались на фотоленке в различные моменты времени относительно начала тока ОСР.

Определение заселенностей колебательных уровней ( $N_v$ ) через интегральный коэффициент поглощения электронно-колебательно-вращательной линии  $\int k(\omega) d\omega$  производилось стандартным методом [7], поскольку в условиях данного эксперимента за время, сравнимое с временем поступательной релаксации, устанавливается равновесная функция распределения по вращательным уровням с температурой, равной температуре нейтрального газа [8]. Населенность электронного состояния  $B^3\Pi_g$  принималась равной нулю.

Для определения коэффициента поглощения  $K(\omega)$  по спектрограммам определялось почернение в линии поглощения  $D_1$  и вне ее  $D_2$ . Эти данные вводились в ЭВМ, где с учетом кривой почернения фотоленки в желтой области спектра вычислялись экспозиции  $H_1$  и  $H_2$ , соответствующие этим почернениям. Так как свет за время импульса генерации  $T$  проходит между зеркалами резонатора путь

$L_{\text{эфф}} = \kappa(\omega) \cdot c \cdot T \cdot \frac{L_{\text{к}}}{L_{\text{р}}}$  (где  $c$  — скорость света,  $L_{\text{к}} = 50$  см — длина разрядной зоны), то экспозиция

на частоте  $\omega$  определяется выражением  $H(\omega) = \int_0^T I(t) e^{-\kappa(\omega) \cdot c \cdot t \cdot \frac{L_{\text{к}}}{L_{\text{р}}}} dt$ , где  $I(t)$  — форма импульса генерации. Вне линии поглощения  $\kappa(\omega) = 0$ , поэтому из решения уравнения

$$\frac{\int_0^T I(t) e^{-\kappa(\omega) \cdot c \cdot t \cdot \frac{L_{\text{к}}}{L_{\text{р}}}} dt}{\int_0^T I(t) dt} = \frac{H_1}{H_2} \quad (1)$$

относительно  $\kappa(\omega)$  можно найти коэффициент поглощения, соответствующий измеренному отношению  $H_1/H_2$ . Для конкретной формы генерации  $I(t)$  решения уравнения (1) были протабулированы на ЭВМ и в дальнейшем  $\kappa(\omega)$  определялись чисто графически. Температура нейтрального газа  $T_{\text{г}}$ , используемая в дальнейших расчетах населенности на колебательных уровнях, определялась по величинам  $\kappa(\omega)$  в линиях наиболее интенсивной  $Q_1$ -ветви для вращательных уровней  $J = 1 \div 25$  полос ( $v'$ ,  $v''$ ) — (7,3) и (8,4). Ее величина ( $300 \pm 20$  К) не изменялась в интервале времени 0–3 мкс относительно начала тока ОСР, что обусловлено медленной  $V-T$ -релаксацией в  $N_2$  [9].

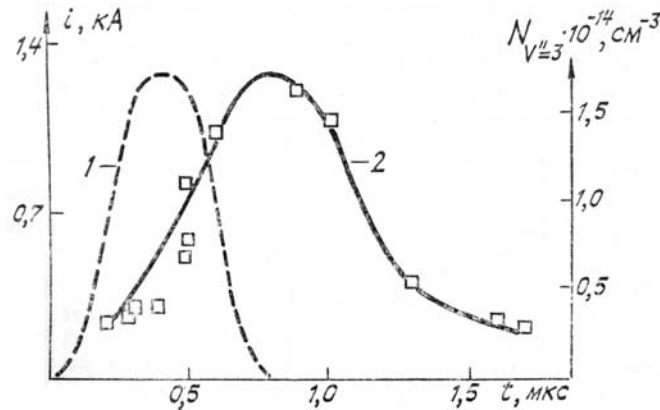


Рис. 1. Осциллограмма импульса тока ОСР ( $i$ ); зависимость концентрации метастабильных состояний  $N(v'' = 3)$  от  $t$

Из рис. 1, на котором представлены осциллограммы тока ОСР (кривая 1), а также временная зависимость  $N(v'' = 3)$  (кривая 2), видно, что максимум  $N(v'' = 3)$  достигается к окончанию тока ОСР, полная длительность которого составляет 0,8 мкс. Характерное время распада метастабильного состояния  $N(v'' = 3)$  составляет  $\sim 0,5$  мкс. Аналогичный вид имеют временные зависимости  $N(v'')$  других колебательных уровней состояния  $A^3\Sigma_u^+$ .

На рис. 2 приведено распределение населенности состояния  $A^3\Sigma_u^+$  по колебательным уровням в моменты времени  $t_1 = 0,7$  мкс (1) и  $t_2 = 1,6$  мкс (2) относительно начала тока ОСР. Близкий характер распределения  $N(v'')$  был получен в [10] для непрерывного разряда в азоте.

Максимальная суммарная населенность на семи колебательных уровнях  $\sum_{v''=2}^{v''=8} N(v'')$  составляет  $6,4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , что существенно превышает максимальную концентрацию электронов  $n_e = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Результаты численного расчета по модели, предложенной в [2] (без учета кинетики колебательных уровней состояния  $A^3\Sigma_u^+$ ), дают для максимальных населенностей электронных состояний  $A^3\Sigma_u^+$  и  $B^3\Pi_g$  значения  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $10^{14} \text{ см}^{-3}$  соответственно. Большая разница этих величин указывает на справедливость предположения о нулевой населенности состояния  $B^3\Pi_g$  при определении  $N_e$ . Близкое совпадение расчетной величины населенности состояния  $A^3\Sigma_u^+$  с экспериментально полученным значением для  $\sum_{v''=2}^{v''=8} N(v'')$  свидетельствует о том, что в плазме ОСР наиболее сильно населены колебательные уровни с  $v \leq 10$ . Расчеты также показывают, что в рассматриваемом случае вклад ступенчатой ионизации в ионизационный поток (в столбе ОСР) пренебрежимо мал по сравнению с вкладом прямой ионизации.

ции  $N_2$ . Поэтому данный процесс может влиять на устойчивость ОСР лишь за счет увеличения скорости прорастания канала [12], в головке которого концентрация электронов существенно больше, чем в столбе ОСР [11]. Именно на такой механизм контрагирования ОСР в  $N_2$  указывают результаты [13].

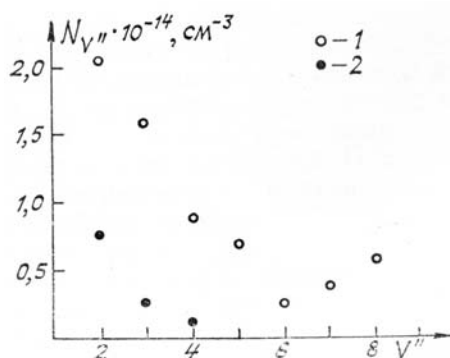


Рис 2. Распределение населенности состояния  $A^3\Sigma_u^+N_2$  по колебательным уровням:  $1-t_1 = 0,7$  мкс;  
 $2-t_2 = 1,6$  мкс

1. Велихов Е.И., Письменный В.Д., Рахимов А.Т. //УФН. 1977. Т. 122. С. 419.
2. Пивовар В.А., Сидорова Т.Д. //ЖТФ. 1985. Т. 55. № 3. С. 519.
3. Богатов Н.А., Гитлин М.С., Разин С.В. //ЖТФ. 1987. Т. 57. С. 457.
4. Аполлонов В.В., Семенов С.К., Фирсов К.Н., Хуснутдинов А.И. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. С. 1363.
5. Косичкин Ю.В., Надеждинский А.И. //Известия АН СССР. Сер. физич. 1983. Т. 47. С. 2037.
6. Аполлонов В.В., Байцур Г.Г., Прохоров А.М., Фирсов К.Н. //Квантовая электроника. 1986. Т. 13. С. 2345.
7. Кузнецова Л.А. и др. Вероятности переходов двух атомных молекул. М.: Наука. 1980.
8. Очкин В.Н., Савинов С.В., Соболев Н.Н. //Труды ФИАН. 1985. Т. 157. С. 6.
9. Taylor R.L., Bitterman S. //Rev. Mod. phys. 1969. Т. 41. С. 26.
10. Gernogora G., Ferreira C., Hochard L., Touzen M., Loureiro J. //Phys. V. Atom and Mol. Phys. 1984. Т. 17, С. 4429.
11. Бычков Ю.И., Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Инжекционная газовая электроника. Новосибирск: Наука. 1982.
12. Булашенко О.М., Бучанов В.В., Молодых Э.И. //В кн.: VII Всес. конференция по физике низкотемпературной плазмы. Тезисы докл. Ташкент. 1987. С. 269.
13. Аполлонов В.В., Байцур Г.Г., Прохоров А.М., Семенов С.К., Фирсов К.Н. //Квантовая электроника. 1988. Т. 15. С. 553.

Институт общей физики  
 АН СССР, Москва

Поступила в редакцию  
 28 июня 1988 г.

V.V. Apollonov, G.G. Baitsur, A.V. Ermachenko, N.A. Raspopov, E.A. Sviridenkov, S.K. Semenov, K.N. Firsov. **Metastable nitrogen excitation dynamics in self-sustained volume discharge.**

The  $A^3\Sigma_u^+$  vibrational state excitation dynamics ( $v = 2-8$ ) at a gas pressure of 9,3 atm was studied using intracavity laser spectroscopy in order to explore the effect of  $N_2$  step ionization on the self-sustained volume discharge instability. The maximum total population of seven  $N_2$  vibrational levels ( $v = 2-8$ ) =  $6,4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  was found to dramatically exceed the electron density  $n_e = 4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . For our experimental conditions, the contribution from the step ionization to the ionization flux in the discharge plasma is negligible and can affect the stable discharge time only through an increased rate of development of the spark channel in the discharge gap.