

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Н. Л. Александров, Разрушение ионов  $\text{NO}^-$  при столкновении с возбужденными молекулами, *ТВТ*, 1978, том 16, выпуск 5, 1093–1095

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.239.90.61

11 ноября 2024 г., 01:48:33



## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 537.56

РАЗРУШЕНИЕ ИОНОВ NO<sup>-</sup> ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ  
С ВОЗБУЖДЕННЫМИ МОЛЕКУЛАМИ

Александров П. Л.

Константа трехтельного прилипания электронов к NO на молекулах  $\sim 10^{-29}$ – $10^{-30}$  см<sup>3</sup>/с [1], что сравнимо или выше констант трехтельного прилипания к другим молекулам. Из-за большой константы обратного процесса ( $\sim 10^{-11}$ – $10^{-12}$  см<sup>3</sup>/с [1]) равновесная концентрация NO<sup>-</sup> обычно мала. Но ион NO<sup>-</sup> может оказаться промежуточным звеном в образовании других более стабильных ионов за счет процесса перезарядки. Константа перезарядки NO<sup>-</sup> на молекулах O<sub>2</sub> и NO<sub>2</sub> равна  $5 \cdot 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с и  $7,4 \cdot 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с [1], что значительно больше характерных констант его разрушения. Поэтому ион NO<sup>-</sup> может давать заметный вклад в кинетику ионизационно-рекомбинационных процессов в низкотемпературной плазме.

Энергия связи внешнего электрона в ионе NO<sup>-</sup>  $I=0,02$ – $0,05$  эВ [2]. Разность колебательных квантов NO и NO<sup>-</sup>  $\sim 0,05$  эВ, что характеризует связь внешнего электрона NO<sup>-</sup> с колебаниями ядер. Он находится на расстояниях  $\hbar/\sqrt{2m\epsilon} \sim 100$  нм ( $m$  – масса электрона;  $\epsilon$  – его энергия) от молекулы NO, что значительно больше ее размеров. Процесс разрушения иона NO<sup>-</sup> при столкновении с нейтральной частицей можно рассматривать как рассеяние электрона на налетающей частице, при котором он получает энергию, достаточную для его отрыва. Настоящий подход соответствует импульсному приближению [3], критерием применимости которого является условие, что характерное расстояние электрона до налетающей частицы, при котором происходит рассеяние, гораздо меньше расстояния электрона до своего ядра. В данном случае это условие выполняется. Аналогичный процесс ионизации высоковозбужденного атома рассматривался ранее [2, 4, 5].

При столкновении иона NO<sup>-</sup> с колебательно- или вращательно возбужденной молекулой его распад может происходить за счет тушения возбужденных уровней. Частота распада в единицу времени  $n_m \langle |v - v_m| \sigma_{\tau} \rangle q_{00}$ ,  $n_m$  – плотность налетающих молекул;  $v$  – скорость электрона;  $v_m$  – относительная скорость ядер;  $\sigma_{\tau}$  – сечение тушения возбужденной молекулы электроном, при котором он получает энергию большую или равную  $I$ ;  $q_{00}$  – коэффициент Франка – Кондона для перехода между основными колебательными состояниями NO и NO<sup>-</sup>; усреднение проводится по распределению электрона по энергиям в ионе NO<sup>-</sup>. Разделив это выражение на поток налетающих молекул  $n_m v_m$ , получим сечение разрушения NO<sup>-</sup>

$$\sigma = \frac{\langle |v - v_m| \sigma_{\tau} \rangle}{v_m} q_{00}. \quad (1)$$

При тепловых энергиях  $v_m \ll v$  и константа разрушения иона  $k$  равна

$$k = \langle v_m \sigma \rangle_m = \langle v \sigma_{\tau} \rangle q_{00}, \quad (2)$$

где  $\langle \rangle_m$  – усреднение по относительным скоростям ядер. Константа разрушения оказывается не зависящей от температуры газа  $T$ .

Функция распределения, по которой производится усреднение в (1), (2), заметно отлична от нуля при малых энергиях электронов  $\epsilon$ , где сечения возбуждения  $\sigma_v$  налетающей молекулы и тушения  $\sigma_{\tau}$  равны [6]

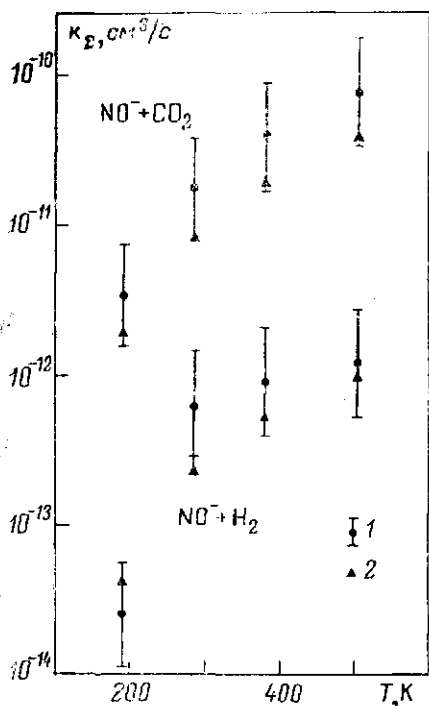
$$\sigma_v = C \sqrt{\epsilon - I}, \quad \sigma_{\tau} = \frac{g_0}{g_n} \sqrt{\frac{2}{m}} \frac{I C}{v}, \quad (3)$$

где  $J$  — энергия возбуждения;  $g_0$  и  $g_n$  — статвесы основного и возбужденного состояний;  $C$  — константа.

Из (2) и (3) получаем

$$k = q_{00} \frac{g_0}{g_n} \sqrt{\frac{2}{m}} J C. \quad (4)$$

Это справедливо при  $I \ll J$ . Полная константа разрушения иона, измеряемая в эксперименте, равна



Константа разрушения ионов  $\text{NO}^-$  при столкновении с молекулами  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2$ : 1 — постоянный расчет; 2 — результаты эксперимента [4]

ные или вращательные степени свободы и прилипает к первой, можно найти по сечению разрушения иона из принципа детального баланса [10].

В [1] получено, что константа разрушения иона  $\text{NO}^-$  при столкновении с  $\text{Ne}$  на порядок меньше, чем с  $\text{He}$ , и еще меньше с  $\text{Ar}$ . При этом разрушение происходит за счет упругого рассеяния электрона на налетающем атоме. Данную зависимость можно объяснить эффектом Рамзауэра.

Разрушение иона  $\text{NO}^-$  возможно также при возбуждении его автоионизационных колебательно-возбужденных состояний. Для тепловых энергий рассматриваемый механизм может реализоваться при условии резонанса между возбужденным уровнем налетающей частицы и автоионизационным уровнем  $\text{NO}^-$ , выполнение которого маловероятно.

Автор выражает благодарность Э. Е. Сону за интерес к работе.

Московский физико-технический институт

Поступило в редакцию  
30 I 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *M. McFarland et al. J. Chem. Phys., 56, 2358, 1972.*
2. *Б. М. Смирнов. Ионы и возбужденные атомы в плазме. Атомиздат, 1974.*
3. *П. Мотт, Г. Месси. Теория атомных столкновений. «Мир», 1969.*
4. *М. Matsuzawa. J. Chem. Phys., 55, 2685, 1971.*
5. *C. J. Latimer. J. Phys., B10, 1889, 1977.*
6. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика. Физматгиз, 1974.*

$$k_2(T) = q_{00} g_0 \sqrt{\frac{2}{m}} \times \frac{\sum_i' J_i C_i \exp\left(-\frac{J_i}{T}\right)}{\sum_i g_i \exp\left(-\frac{J_i}{T}\right)}. \quad (5)$$

Штрих означает суммирование по уровням с  $J_i \geq I$ .

На рисунке приведено сравнение константы разрушения иона  $\text{NO}^-$  при столкновении с молекулами  $\text{H}_2$  и  $\text{CO}_2$ , вычисленной по формуле (5), с экспериментально измеренной в [4]. Коэффициент  $q_{00}$  находился по формуле для гармонических осцилляторов с параметрами  $\text{NO}^-$  из [7]. Константы  $C$  определялись по экспериментально измеренной зависимости сечения возбуждения первого уровня деформационной моды колебаний  $\text{CO}_2$  [8] и второго и третьего вращательных уровней  $\text{H}_2$  [9] от энергии электронов. Получено хорошее согласие результатов расчета с данными эксперимента.

Основная погрешность расчета связана с неопределенностью спектроскопических констант  $\text{NO}^-$  [7].

Константу обратного процесса, при котором электрон, пролетая мимо молекулы  $\text{NO}$ , сталкивается с другой молекулой, отдает часть своей энергии в ее колебатель-

7. M. W. Siegel et al. Phys. Rev., *46*, 607, 1972.
8. B. R. Bulos, A. V. Phelps. Phys. Rev., *A14*, 615, 1976.
9. D. K. Gibson. Austral. J. Phys., *23*, 683, 1970.
10. М. И. Чубисов. ЖЭТФ, *49*, 852, 1965.

УДК 537.52 : 621.327

## ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ ОГРАНИЧЕННОГО КВАРЦЕВЫМИ СТЕНКАМИ МОЩНОГО ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА В КСЕНОНЕ

Васов Ю. Г., Болдырев С. А., Дзюбанов С. Ф., Фомин В. В.

Теоретические и экспериментальные исследования характеристик разряда в импульсных ксеноновых лампах представляют значительный интерес в связи с их широкими практическими применениями. Особенности развития импульсного разряда могут влиять на его основные характеристики, такие как электропроводность, температура, давление и др. В [1–5] развитие разряда исследовалось при начальных напряжениях, не превышающих напряжение самопробоя лампы, что соответствовало удельной электрической мощности не более 1 МВт/см<sup>3</sup>. При этом разрядный промежуток при сравнительно больших начальных давлениях газа пробивался под действием импульса зажигания одно- или многоканальным образом. В дальнейшем из-за ограничения разряда стенками трубки происходило рассечение канала надвое по всей длине лампы и наблюдались колебания его границы [4]. При низких давлениях газа наблюдалось равномерное заполнение светящимся газом объема трубки [5].

В данной работе исследовалось развитие газоразрядного канала в трубчатых импульсных лампах с диаметром и длиной межэлектродного промежутка 3–12 и 80–210 мм соответственно. Начальное давление ксенона  $p_0$  варьировалось в пределах 1,3–40 кПа. Емкость питающей батареи 0,94 мкФ, индуктивность разрядного контура 0,2 мкГн, начальное напряжение на конденсаторах превышало напряжение самопробоя ламп и менялось в интервале 4,5–20 кВ. Коммутация разряда осуществлялась через управляемый разрядник. Удельные электрические мощности разряда при таких напряжениях превышали 10 МВт/см<sup>3</sup>. Развитие разряда изучалось методом зеркальной фотографической развертки сверхскоростным фоторегистратором типа СФР-2М. Щель камеры выделяла на изображении лампы полосу шириной 0,1 мм, перпендикулярную осевой линии источника света. С помощью зеркала одновременно фотографировались две взаимно перпендикулярные проекции лампы.

При низких напряжениях  $U$  на конденсаторах и сравнительно высоких начальных давлениях ксенона разрядный промежуток начинает пробиваться многоканальным образом (рис. 1, а, б). Все первоначальные разрядные каналы располагаются на внутренней поверхности трубки. Заполнение излучающей плазмой межэлектродного промежутка импульсных ламп происходит подобно тому, как это наблюдается при зажигании разряда с помощью вспомогательного импульса [4].

С увеличением напряжения и уменьшением  $p_0$  многоканальный пробой постепенно преобразуется в пробой, свойственный самосжимающимся разрядам типа линейный «пиги» [6]. Вначале газоразрядный канал представляет собой полый цилиндр небольшой толщины, прилегающий к внутренней поверхности разрядной трубки (рис. 1, в, г). Равномерность распределения тока в цилиндрическом слое зависит от начального давления, напряжения на конденсаторах и диаметра трубки  $d$ . При повышении  $U$  и уменьшении  $p_0$  и  $d$  ток по цилиндрическому слою распределяется более равномерно (рис. 1, г). Переходный тип пробоя между многоканальным и равномерным цилиндрическим для ламп с  $d=7$  мм приходится на значения отношения напряженности электрического поля  $E$  к  $p_0$ , лежащие примерно в интервале 0,15–0,3 В/см·Па.

При еще больших  $U$  и меньших  $p_0$  в момент, близкий к наибольшему сжатию первоначального цилиндрического токопроводящего слоя, у стенок разрядной трубки во второй раз появляется цилиндрический светящийся слой газа. В это время проводящий канал в трубке состоит из полого цилиндра небольшой толщины и цилиндрического канала на оси трубки (рис. 1, д). Сразу после своего появления повторный цилиндрический проводящий слой газа начинает сжиматься, а внутренний канал по достижении наибольшего сжатия — расширяться. Их взаимодействие наиболее заметно проявляется при повышенных  $p_0$ . До конца импульса разряда видны следы порожденных этими каналами ударных волн, испытывающих многократные отражения. При малых давлениях ксенона наиболее заметен повторный цилиндрический пробой и взаимодействие ударных волн между собой и стенками трубки (рис. 1, е). Повторный проводящий цилиндр появляется в момент, близкий к максимуму разрядного тока (рис. 2). Этот тип пробоя в трубчатых лампах с  $d=7$  мм наблюдается при значениях  $E/p_0$ , равных  $\sim 0,375$  В/см·Па и выше. Для трубок с  $d=12$  мм при этих значениях