

сионных свойств. Уменьшение работы выхода, наблюдаемое в работе [1], связано или с большей дозой облучения, или с другим режимом отжига.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Фоменко В. С., Подчерняева И. А. Эмиссионные и адсорбционные свойства веществ и материалов: Справочник. М., 1982. [2] Маштакова В. А., Саломатин А. А., Шишкин Б. Б. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1988. 29, № 5. С. 86. [3] Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. М., 1966. [4] Маштакова В. А., Шишкин Б. Б. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1980. 21, № 6. С. 100. [5] Маштакова В. А., Пирогов Ю. А., Квалев С. В. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. 28, № 3. С. 372. [6] Малиненко И. А., Шиврин О. И. // IV Всесоюз. совещ. по упорядочению атомов и его влиянию на свойства сплавов. Доклады. Томск, 1976. Ч. 2. С. 42. [7] Лютцау В. Г., Костюкова Е. П., Сыромятникова А. С. // Тез. XII Всесоюз. совещ. «Получение, структура, физические свойства и применение высокочистых и монокристаллических тугоплавких и редких металлов». Суздаль, 1987. С. 59. [8] Орлов А. И., Трушин Ю. В. Энергии точечных дефектов в металлах. М., 1983. [9] Чернов И. П., Мамонтов А. П., Ботаки А. А. и др. // Атомная энергия. 1984. 57, № 1. С. 56. [10] Estrin Y. // Rad. Eff. 1978. 39, N 1. P. 25.

Поступила в редакцию  
09.03.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 4

УДК 537.52

#### ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ ФОТОИОНИЗАЦИОННОГО РАЗРЯДА В АЗОТЕ С ПРИСАДКАМИ $\text{NH}_3$ и $\text{Xe}$

А. В. Заблотовых, В. Б. Саенко

(НИИЯФ)

Рассмотрены плазмохимические процессы в плазме несамостоятельного разряда, инициируемого жестким УФ излучением. Определены условия возбуждения квазинепрерывного режима горения разряда.

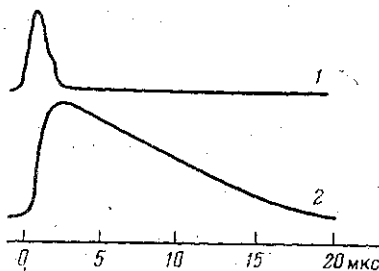
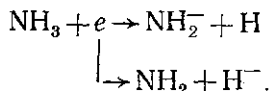
Начиная с работы [1] фотоионизационный способ возбуждения газовых лазеров широко исследуется как альтернатива несамостоятельному разряду, управляемому пучком быстрых электронов [2]. Осуществить фотоионизационный разряд (ФИР) технически гораздо проще, однако эффективность его использования в лазерных и плазмохимических устройствах существенно зависит от параметров УФ-ионизатора и выбора присадок с пониженным потенциалом ионизации. Для проточных систем с охлаждаемым потоком газа могут подойти молекулярные ( $\text{NO}$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{C}_2\text{H}_4$ ) или атомарные ( $\text{Xe}$ ,  $\text{Kr}$ ) газы с низкой температурой кипения. Однако для этого необходимы источники фотонов с энергией  $E_{\text{ф}} > U_i = 9,25 - 14$  эВ [3]. В известных конструкциях УФ-ионизаторов удалось получить жесткое УФ излучение [4] при уменьшении длины искровых промежутков до величины не более 1 мм и быстром вводе энергии в излучающую плазму микрошнуров за время не более 1 мкс при скорости нарастания тока не менее  $10^{10}$  А/с. Была показана возможность снижения энергозатрат на фотоионизацию среды  $W_{\text{уф}}$  по сравнению с энерговыделением в плазму ФИР  $W_{\text{р}}$ , удалось достигнуть величины  $\delta = W_{\text{уф}}/W_{\text{р}} < 1$ .

Снижение этого параметра в значительной степени обусловлено тем обстоятельством, что большая часть энерговклада осуществляется на стадии распада плазмы ФИР. Кроме того, оказалось, что при использовании жесткого УФ излучения объемный разряд обладает повышенной устойчивостью [5]. Дальнейшее повышение эффективности ФИР связано, по нашему мнению, с поиском добавок, в которых гибель электронов носит рекомбинационный характер, а сам коэффициент электрон-ионной рекомбинации достаточно мал. Использование добавки, обуславливающей рекомбинационный характер распада плазмы, позволяет увеличением параметра  $E/p$  еще более понизить величину коэффициента рекомбинации из-за обратной ее зависимости от температуры электронов (здесь  $E$  — напряженность электрического поля в разряде,  $p$  — давление рабочей смеси газов).

С этой целью мы исследовали ФИР в смесях  $N_2:NH_3$  и  $N_2:Xe$ . Полученные результаты могут представлять интерес при разработке фотоионизационных  $CO_2(CO)$ -лазеров непрерывного действия.

Эксперименты проведены на установке, аналогичной [3]. Давление газовой смеси  $p \geq 0,5$  атм, приведенное электрическое поле в разряде ограничивалось сверху пробоем разрядного промежутка и не превышало значения  $E/p = 7,5$  кВ·см<sup>-1</sup>·атм<sup>-1</sup>. Объем разрядного промежутка составлял  $h \times b \times l = 2 \times 2 \times 50$  см<sup>3</sup>, концентрация присадки выбиралась так, чтобы длина пробега фотонов  $l_{\phi} = 1/(n_x \sigma_i) \approx 5$  см, здесь  $n_x$  — концентрация присадки,  $\sigma_i$  — сечение фотоионизации. Облучение газовой смеси с подмешанной присадкой приводило к горению нестационарного ФИР, характерные осциллограммы сигналов представлены на рисунке. В экспериментах пиковая концентрация электронов достигала значений  $10^{11} - 10^{13}$  см<sup>-3</sup>.

Смесь  $N_2:NH_3$ . Аммиак имеет температуру кипения  $T_K = 250$  К, фотоионизация молекул аммиака начинается с  $\lambda \leq 123$  нм ( $U_i = 10,15$  эВ) с квантовым выходом  $\gamma \approx 0,5$ , сечение фотоионизации  $\sigma_i \approx 10^{-17}$  см<sup>2</sup> [6]. Отметим, что окно прозрачности в спектре фотопоглощения  $CO_2$  вблизи  $\lambda \approx 120$  нм позволяет использовать эту присадку для фотоионизационного возбуждения  $CO_2$ -лазеров. В процессе фотоионизации в смеси  $N_2:NH_3$  образуются ионы  $NH_3^+$ . Ионы  $N_2^+$  не образуются в межэлектродном пространстве ввиду поглощения соответствующих длин волн в тонком слое вблизи источника УФ излучения (концентрация азота  $[N_2] \sim 10^{19}$  см<sup>-3</sup>, сечение фотоионизации  $\sigma \approx 2,5 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup>). По той же причине не образуются в межэлектродном пространстве электронно-возбужденные частицы. Отрицательные ионы в такой среде могут образовываться лишь в процессе диссоциативного прилипания к аммиаку:



Характерные осциллограммы импульсов жесткого УФ излучения,  $\lambda = 121,6$  нм (1) и тока объемного разряда (2). Смесь  $N_2:NH_3$  (0,05%),  $p = 1$  атм,  $E/p = 5$  кВ/(см·атм)

Эти процессы эффективно идут в двух диапазонах энергий электронов (5,4 и 10 эВ). В области 5,4 эВ сечение образования ионов равняется

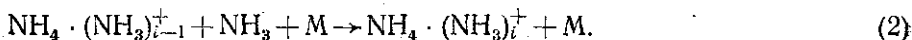
$1,5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$  [4]. Следовательно, в условиях наших экспериментов ( $T_i \sim 300 \text{ К}$ ,  $T_e \sim 10^4 \text{ К}$ ,  $n_e \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) не успевает образоваться заметное количество отрицательных ионов ( $n_- \ll n_e$ ).

Образующиеся в результате фотоионизации ионы  $\text{NH}_3^+$  относительно быстро конвертируют в ионы  $\text{NH}_4^+$  в реакции



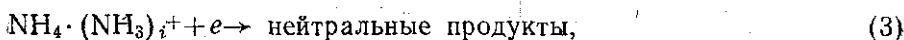
$$k_1 = 1,7 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с} \text{ [6]}.$$

Кроме того, в разряде могут возникать кластеры  $\text{NH}_4 \cdot (\text{NH}_3)_i^+$  в трехтельной реакции



Данные о константе скорости реакции (2) для  $\text{M} = \text{N}_2$  отсутствуют. Известны константы скорости этой реакции в случаях  $\text{M} = \text{NO}$ ,  $\text{NH}_3$  [7],  $\text{O}_2$  [8], равные  $k_2 \sim 10^{-27} \text{ см}^6/\text{с}$ , что указывает на возможную большую скорость образования кластеров в реакции (2).

В дальнейшем заряженные частицы гибнут в процессах диссоциативной рекомбинации:



Коэффициент рекомбинации для кластеров растет с увеличением  $i$ , достигая  $\beta_3^i \approx 3 \cdot 10^{-6} \sqrt{300/T_e} \text{ см}^3/\text{с}$  [9].

Коэффициент диссоциативной рекомбинации  $\text{NH}_4^+$  был рассчитан с использованием зависимости сечения процесса от энергии электронов [10] для различных значений приведенной напряженности электрического поля  $E/p$ . С увеличением  $E/p$  в диапазоне  $1,5-5,5 \text{ кВ}/(\text{см} \cdot \text{атм})$  коэффициент диссоциативной рекомбинации принимал значения  $\beta_4 = (2,6-1,95) \cdot 10^{-8} \text{ см}^6/\text{с}$ .

Таким образом, уравнение баланса электронов ФИР в смеси  $\text{N}_2 : \text{NH}_3$  может быть записано в виде

$$\frac{dn_e}{dt} = S - n_e \sum_i \beta_3^i [A_i] - n_e \beta_4 [\text{NH}_4^+], \quad (5)$$

где  $S$  — скорость рождения электронов внешним ионизатором за время  $t_{\text{эф}} \approx 1 \text{ мкс}$ ,  $[\text{NH}_4^+]$  и  $[A_i]$  — концентрации ионов и кластеров. Суммирование ведется по всем сортам кластеров.

В эксперименте распад плазмы (уменьшение  $n_e$  вдвое) после импульса фотоионизации ( $S=0$ ) при  $E/p = 1,5-5,5 \text{ кВ}/(\text{см} \cdot \text{атм})$  и  $n_e(0) = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  происходил за время  $t_p = 9-12 \text{ мкс}$ , что соответствует временам рекомбинации на ионах  $\text{NH}_4^+$ . Это позволяет сделать вывод, что кластеры быстро распадаются в фотоионизационном разряде. Быстрый распад кластеров может быть обусловлен передачей энергии колебательно-возбужденных молекул азота кластерам. Таким образом, учитывая, что  $[\text{NH}_4^+] \approx n_e$ ,  $\sum_i [A_i] \ll n_e$ , находим решение уравнения (5):

$$n_e(t) = \frac{n_e(0)}{1 + n_e(0) \beta_4 t}, \quad (6)$$

где  $n_e(0)$  — начальная концентрация электронов.

Смесь  $N_2:Xe$ . Ксенон имеет температуру кипения  $T_k=165$  К [11], излучение с длиной волны  $\lambda \leq 102$  нм ионизирует Xe с квантовым выходом  $\gamma=1$ , сечение фотоионизации вблизи порога  $\sigma \approx 6,3 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup> [12].

Ксенон может найти применение в охлаждаемых фотоионизационных СО-лазерах. В отличие от СО молекулы СО<sub>2</sub> сильно поглощают УФ излучение в полосе фотоионизации ксенона. В плазме ФИР в результате фотоионизации образуются ионы  $Xe^+$ , которые конвертируют в молекулярный ион  $Xe_2^+$  в процессе



с константой реакции  $k_7 = 3 \cdot 10^{-31}$  см<sup>6</sup>/с [13]. Приведенный коэффициент конверсии  $k_7$  измерен для  $M=Xe$ .

В нашем случае  $M=N_2$ . Однако сравнивая коэффициенты конверсии в этих двух случаях [14], когда  $M=Xe$  и  $N_2$ , можно получить, что

$$\frac{k_7(Xe)}{k_7(N_2)} \approx \left(\frac{m_{Xe}}{m_{N_2}}\right)^{1/4} \left(\frac{2M\beta_{Xe}}{m_{Xe}\beta_{N_2}}\right)^{1/2} \approx 1, \quad (8)$$

где  $\beta_{Xe} = 4,02$  Å<sup>3</sup> и  $\beta_{N_2} = 1,74$  Å<sup>3</sup> [14] — поляризуемости ксенона и азота,  $M$  — приведенная масса,  $m$  — молекулярные массы.

Ион  $Xe_2^+$  рекомбинирует с электроном в относительно быстром процессе диссоциативной рекомбинации:



с коэффициентом рекомбинации  $\beta_9 = 1,4 \cdot 10^6 (300/T_e)^{0,5}$  [13]. В наших условиях при  $T_e \sim 10^4$  К и  $n_e \sim 10^{12}$  см<sup>-3</sup> время рекомбинации составляло  $t_9 \sim 2$  мкс; а время конверсии  $t_7$  при  $p=0,5$  атм и  $p_{Xe}/p_{N_2} = 10^{-3}$  на порядок больше. В результате такого разделения процессов по характерным временам лимитирующей реакцией, сдерживающей распад плазмы в среде  $N_2:Xe$ , является реакция конверсии (7) и изменение концентрации заряженных частиц определяется уравнением

$$\frac{dn_+}{dt} = -k_7 n_+ [Xe][N_2], \quad (10)$$

т. е. уменьшение концентрации электронов и ионов в разряде происходит экспоненциально:

$$n_e(t) \approx n_+(t) = n_+(0) \exp\{-k_7[Xe][N_2]t\}. \quad (11)$$

В этом случае увеличение начальной концентрации заряженных частиц не приводит к существенному сокращению времени распада плазмы. Небольшое сокращение  $t_p$  может определяться зависимостью от  $n_e(0)$  характерного времени реакции диссоциативной рекомбинации. Более того, существенное увеличение количества ионов  $Xe^+$  ведет к уменьшению концентрации атомарного ксенона и, следовательно, увеличению длительности разряда. Из (11) также видно, что снижение общего давления смеси также приводит к замедлению распада плазмы.

Полученные в эксперименте времена распада плазмы показывают, что коэффициент конверсии в реакции (7) в случае  $M=N_2$  действительно имеет ту же величину, что и коэффициент конверсии в присутствии ксенона в качестве третьего тела. Таким образом, применение присадок, обеспечивающих длительный распад плазмы ФИР, позволяет обеспечить квазинепрерывный режим горения такого разряда при умеренных частотах повторения импульсов фотоионизации. Так, в смеси

$N_2:NH_3$  уже при  $n_e(0) = 10^{11} \text{ см}^{-3}$  и  $E \approx 5 \text{ кВ/см}$  при  $p = 1 \text{ атм}$  удельная мощность накачки  $p = jE$  может составлять  $250 \text{ Вт/см}^3$  (здесь  $j$  — плотность тока ФИР). При этом частота повторения импульсов  $\nu = \beta n_e(0) = 2 \text{ кГц}$  при глубине модуляции разрядного тока, равной 50%.

При добавлении к азоту ( $p = 0,5 \text{ атм}$ ) ксенона (0,1%) для поддержания квазинепрерывного горения ФИР с модуляцией тока 50% необходима частота повторения  $\nu = k_7 [Xe] \cdot [N_2] \approx 50 \text{ кГц}$ . Причем в этом случае увеличение вкладываемой мощности не приводит к существенному укорочению тока разряда, как в случае добавки  $NH_3$ .

Данные работы [3] по созданию источников жесткого УФ импульсно-периодического действия позволяют сделать вывод о перспективности фотоионизационных  $CO(CO_2)$ -лазеров с присадками  $Xe(NH_3)$ .

Авторы благодарны К. С. Клоповскому и О. Б. Поповичевой за полезные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Levine I. S., Javan A. // Appl. Phys. Lett. 1973. 22. P. 55. [2] Велихов Е. П., Письменный В. Д., Рахимов А. Т. // УФН. 1977. 121. С. 419. [3] Абросимов Г. В. и др. // Квант. электроника. 1985. 12, № 11. С. 2256. [4] Абросимов Г. В. и др. // Тез. докл. 2-го Всесоюз. совещ. по физике электрического пробоя газов. Тарту, 1984. Ч. 1. С. 420. [5] Абросимов Г. В. и др. Деп. ВИНТИ № 4171-84 Деп. М., 1984. [6] Hudson R. D. // Rev. Geophys. Space. Phys. 1971. 9. P. 306. [7] Мак Ивен М., Филлипс Л. Химия атмосферы. М., 1978. [8] Виррин Л. И. и др. Ионно-молекулярные реакции в газах. М., 1979. [9] Елещкий А. В., Смирнов Б. М. // УФН. 1982. 136. С. 23. [10] Du Bois R. D., Jeffries J. V., Dunn G. H. // Phys. Rev. 1978. A 17, N 4. P. 1314. [11] Справочник химика. М., 1966. Т. 1. [12] Зайдель А. Н., Шрейдер Е. Я. Спектроскопия вакуумного ультрафиолета. М., 1967. [13] Эксимерные лазеры / Под ред. У. Роудза. М., 1981. [14] Смирнов Б. М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М., 1974.

Поступила в редакцию  
28.04.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 4

УДК 53.082.74

#### СТАНДАРТНЫЙ КВАНТОВЫЙ ПРЕДЕЛ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ МАЛЫХ СИЛ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТУННЕЛЬНОГО ДАТЧИКА

В. П. Митрофанов, В. Н. Якимов

(кафедра молекулярной физики и физических измерений)

Рассмотрено устройство для регистрации малых сил по изменению амплитуды колебаний осциллятора, измеряемой посредством датчика перемещений, основанного на туннельном эффекте. Определены условия достижения стандартного квантового предела для измеряемой силы.

В ряде фундаментальных и прикладных физических задач возникает необходимость измерения предельно малых сил, действующих на какой-либо объект. В частности, такая проблема решается в экспериментах по обнаружению гравитационного излучения. Антенна гравитационного детектора представляет собой механический осциллятор, а гравитационная волна оказывает силовое воздействие на массу этого осциллятора. Использование антенн с высокой добротностью, охлаждаемых до температуры жидкого гелия и ниже, позволило существенно уменьшить уровень их тепловых шумов. Возникает вопрос о предель-