

Определение плотности и температуры электронов, а также приведенной напряженности электрического поля в плазме высоковольтного наносекундного разряда в азоте атмосферного давления, инициируемого пучком убегающих электронов

© Д.А. Сорокин,¹ М.И. Ломаев,^{1,2} Т.И. Банюкина,² В.Ф. Тарасенко^{1,2}

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия
e-mail: SDmA-70@loi.hcei.tsc.ru

² Национальный исследовательский Томский государственный университет,
634050 Томск, Россия

(Поступило в Редакцию 3 октября 2013 г.)

Представлены результаты измерений спектральными методами концентрации N_e и температуры T_e электронов, а также приведенной напряженности электрического поля E/N в плазме высоковольтного наносекундного разряда в промежутке с резко неоднородным распределением электрического поля, заполненном азотом атмосферного давления. Приведено доказательство возможности использования методики для определения T_e и E/N , основанной на регистрации соотношения пиковых интенсивностей ионной N_2^+ ($\lambda = 391.4$ nm) и молекулярной N_2 ($\lambda = 394.3$ nm) полос азота. Зарегистрированы средние значения величин N_e , T_e и E/N , которые составили $\sim 2 \cdot 10^{14}$ cm⁻³, ~ 2 eV, ~ 240 Td соответственно. Кроме того, определена динамика указанных величин.

Введение

Впервые возможность формирования объемного разряда в плотных газах без использования дополнительного источника ионизации была показана в работе [1]. В указанной работе к разрядному промежутку, выполненному в геометрии острие—плоскость и заполненному газом при высоком давлении, прикладывался импульс напряжения с высокими амплитудой (сотни kV) и скоростью нарастания ($\sim 10^{14}$ – 10^{15} V/s). При данных условиях за счет генерации рентгеновского излучения [2,3] и пучка убегающих электронов [4,5], которые осуществляли предыонизацию межэлектродного пространства, формировался диффузный разряд.

До недавнего времени изучение высоковольтного наносекундного разряда в плотных газах в основном было связано с исследованием свойств пучка убегающих электронов и рентгеновского излучения. На сегодняшний день, не потеряв своей актуальности, исследования в данном направлении проводятся несколькими научными группами как в России, так и за рубежом.

Начиная с 2000 г. активно исследуются оптические свойства плазмы высоковольтного наносекундного разряда в газах повышенного давления. Данный интерес обусловлен прежде всего тем, что при формировании данного типа разряда имеют место высокие удельные мощности возбуждения (до ~ 1 GW/cm³) [6], что указывает на возможность использования разрядов данного типа для создания мощных источников спонтанного излучения ВУФ- и УФ-диапазонов. Следует сказать, что в работах [7,8] было получено излучение плазмы разряда в указанных диапазонах с импульсной мощностью 0.1–1 MW/cm³.

В настоящее время высоковольтный наносекундный разряд в плотных газах представляет не только научный, но также и практический интерес. Диффузный разряд при атмосферном давлении газов может быть использован, в частности, как инструмент для создания химически активной плазмы. Такая плазма является востребованной, например, при модификации поверхностей и приповерхностных слоев материалов, очистке и стерилизации поверхностей, разложении органических соединений, переработке отходов. Потому данные о параметрах плазмы (например, N_e и T_e) крайне важны как с точки зрения ее использования в технологических процессах, так и для верификации результатов теоретических расчетов с экспериментально полученными данными в рамках разрабатываемых моделей. На сегодняшний день известно лишь о нескольких работах [9–11], касающихся определения параметров плазмы высоковольтного наносекундного разряда, инициируемого пучком убегающих электронов. В работе [9] приведены результаты измерения методом штарковского уширения величины N_e в катодном пятне, а в работах [10,11] тем же методом измерены величины N_e в плазме диффузного разряда в гелии. Следует сказать, что в работе [10] величины N_e были измерены в различных участках межэлектродного зазора, определены зависимость N_e от давления газа и ее динамика. Кроме того, была оценена величина T_e в плазме разряда атмосферного давления.

Целью настоящей работы является определение величин N_e , T_e и E/N в плазме азота атмосферного давления, возбуждаемого высоковольтным наносекундным разрядом, инициируемым пучком убегающих электронов.

1. Экспериментальная установка

Для проведения настоящей работы была создана экспериментальная установка, схематичное изображение которой представлено на рис. 1. Установка включала систему откачки и напуска газов 1. Подача высоковольтных импульсов напряжения на межэлектродный промежуток осуществлялась при помощи генератора РАДАН-220 2 с волновым сопротивлением 20Ω [12]. В режиме холостого хода генератор формирует на разрядном промежутке импульсы напряжения амплитудой до $\sim 250 \text{ kV}$ и длительностью на полувысоте при согласованной нагрузке $\sim 2 \text{ ns}$ при длительности фронта в передающей линии $\sim 0.5 \text{ ns}$. Работа РАДАН-220 в импульсно-периодическом режиме обеспечивалась подачей на него импульсов от задающего генератора BNC-565 3. Формирование разряда происходило в цилиндрической разрядной камере 4 диаметром 56 мм, детальная конструкция которой представлена на рис. 2. Камера могла заполняться различными газами вплоть до давления 10^6 Pa . Для обеспечения резко неоднородного распределения электрического поля электродный блок был выполнен в геометрии острие–плоскость. Катод С был выполнен в виде трубочки диаметром $\sim 6 \text{ mm}$ из стальной фольги толщиной $\sim 100 \mu\text{m}$. Анодом А служила пластина из алюминия. В экспериментах межэлектродное расстояние d могло варьироваться от 10 до 16 мм. Излучение из разрядной камеры выводилось через боковые окна W, выполненные из кварца. Выходящее из разрядной камеры излучение фокусировалось коллиматорами 5, после чего подавалось на входные щели монохроматоров. Регистрация спектрального распределения энергии излучения в монохроматических составляющих осуществлялась монохроматорами МДР-23 ЛОМО 6 и VM-502 (Acton Research Inc.) 7.

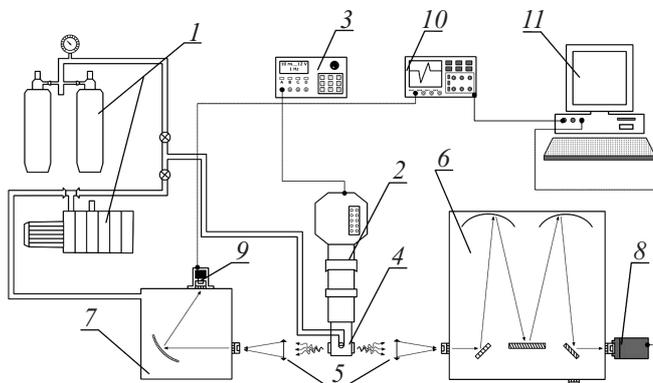


Рис. 1. Схематичное изображение экспериментальной установки. 1 — система откачки и напуска газов, 2 — генератор РАДАН-220, 3 — генератор BNC-565, 4 — разрядная камера, 5 — коллиматоры, 6 — монохроматор МДР-23 ЛОМО, 7 — вакуумный монохроматор VM-502, 8 — CCD-камера PI-MAX 2, 9 — ФЭУ ЕМІ-9781В, 10 — цифровой осциллограф, 11 — ПК.

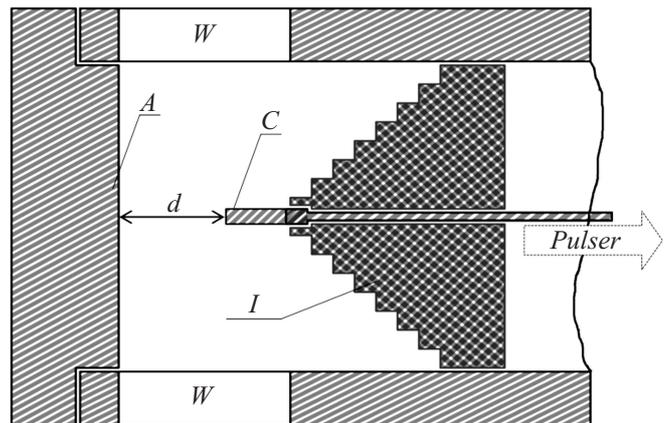


Рис. 2. Конструкция разрядной камеры. С — катод, А — анод, d — межэлектродное расстояние, I — изолятор, W — кварцевое окно.

Входная щель монохроматора МДР-23 имела прямоугольную форму (штатная щель овальной формы была заменена), а ее нормальная ширина (в данном случае рабочая) составляла $30 \mu\text{m}$. Количество штрихов дифракционной решетки, установленной в данный монохроматор, составляло 1200 mm^{-1} . При этом величина обратной линейной дисперсии составляла 1.3 nm/mm . Рабочий диапазон длин волн составлял $200\text{--}1000 \text{ nm}$. На месте выходной щели монохроматора МДР-23 располагалась CCD-камера PI-MAX 2 (Princeton Instruments) 8. С помощью данного устройства регистрировался оптический сигнал за один импульс. Диапазон спектральной чувствительности камеры составлял $180\text{--}900 \text{ nm}$, динамический диапазон — $65536:1$. Матрица CCD-камеры имела размер $1024 \times 1024 \text{ px}$ (линейные размеры $13 \times 13 \text{ mm}$). Горизонтальная ось соответствовала направлению дисперсии.

Щели вакуумного монохроматора VM-502 также имели прямоугольную форму. При проведении экспериментов значение ширины щелей устанавливалось на $30 \mu\text{m}$ при нормальной ширине щели $20 \mu\text{m}$. Обратная линейная дисперсия монохроматора VM-502 составляла 4 nm/mm . Монохроматор позволял регистрировать оптическое излучение в диапазоне длин волн $120\text{--}540 \text{ nm}$. Монохроматор VM-502 был оснащен фотоэлектронным умножителем ЕМІ9781В 9, который надежно позволял регистрировать сигналы, длительность фронта и спада которых составляет $\geq 3 \text{ ns}$ и $\geq 30 \text{ ns}$ соответственно. Временной ход интенсивности излучения регистрировался при установлении дифракционной решетки в положение, соответствующее центральной длине волн.

Посредством измерения полуширины спектральной линии атома ртути ($\lambda = 435.8 \text{ nm}$) для обоих монохроматоров при указанном значении ширины щелей определялась полуширина аппаратной функции, величина которой составила $\sim 0.7 \text{ \AA}$ для МДР-23 и $\sim 3 \text{ \AA}$ для VM-502.

Регистрация временного хода импульса напряжения производилась емкостным делителем напряжения, а тока разряда — токовым шунтом, изготовленным из пленочных чип-резисторов. Сопротивление токового шунта составляло $R \approx 0.04 \Omega$. Для регистрации электрических сигналов использовались цифровые осциллографы реального времени TDS 3054B (500 MHz, $5 \text{ Gs} \cdot \text{s}^{-1}$) и DPO70604 (6 GHz, $25 \text{ Gs} \cdot \text{s}^{-1}$). Обзорный спектр излучения в спектральной области 200–850 nm регистрировался при помощи спектрометра EPP2000C-25 (StellarNet Inc.). Фотографирование свечения плазмы разряда производилась цифровым фотоаппаратом SONY A100.

2. Методики измерений

2.1. Методика определения электронной плотности N_e

Для определения N_e в плазме высоковольтного наносекундного разряда в азоте была выбрана методика, основанная на определении величины уширения спектральной линии вследствие линейного эффекта Штарка. Для этого в разрядную камеру, заполненную азотом, добавлялось небольшое количество водорода, и из плазмы разряда регистрировалось свечение спектральных линий атома водорода H_α ($\lambda = 656.3 \text{ nm}$) или H_β ($\lambda = 486.1 \text{ nm}$). Указанные линии были выбраны потому, что они обладают высоким коэффициентом квазистатического штарковского уширения. Следующим шагом было определение полуширины контура спектральной линии $\Delta\lambda_{(1/2)experiment}$, зарегистрированной в эксперименте. Поскольку профиль линии атома водорода и инструментальный контур могут быть описаны функцией Гаусса, то величина уширения атомарной линии водорода $\Delta\lambda_{(1/2)true}$ может быть найдена вычитанием из экспериментально измеренной величины $\Delta\lambda_{(1/2)experiment}$ полуширины аппаратной функции $\Delta\lambda_{(1/2)instrument}$, согласно выражению (1). После чего, используя величину $\Delta\lambda_{(1/2)true}$, проводился расчет N_e по формуле (2), приведенной в [13]:

$$\Delta\lambda_{(1/2)True} = \sqrt{(\Delta\lambda_{(1/2)experiment})^2 - (\Delta\lambda_{(1/2)instrument})^2}, \quad (1)$$

$$\Delta\lambda_{(1/2)True} = 8.16 \cdot 10^{-19} (1 - 0.7N_D^{-1/3}) \times \lambda_0^2 (n_1^2 - n_2^2) \left(\frac{Z_p^{1/3}}{Z_e} \right) N_e^{2/3}, \quad (2)$$

$$N_D = \frac{4}{3} \pi L_D^3 N_e \approx \frac{1.72 \cdot 10^{12} [T(eV)]^{3/2}}{[N_e(m^{-3})]}, \quad (3)$$

где n_1, n_2 — главные квантовые числа нижнего и верхнего состояний переходов, λ_0 — значение центральной длины волны, N_e — электронная концентрация, N_D — число частиц в сфере Дебая, Z_p — кратность заряда ионов, Z_e — атомный номер, L_D — радиус сферы Дебая.

Отметим, что данная методика применима в случае равновесного и неравновесного состояний плазмы. Ее точность в диапазоне плотностей электронов $10^{14} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ не хуже 30%.

Среди других механизмов уширения спектральных линий наибольший вклад вносит доплеровское уширение, величина которого не превышает $\sim 0.25 \text{ \AA}$ в диапазоне температур газа от 300 до 5000 K.

В случае если интенсивность излучения линий атома водорода была недостаточна для надежной регистрации, для определения электронной плотности использовалось выражение (4), которое связывает плотность тока j , скорость дрейфа v_d электронов и их концентрацию N_e :

$$j = ev_d N_e. \quad (4)$$

2.2. Методика определения температуры электронов T_e и приведенной напряженности электрического поля E/N

Для определения T_e и E/N использовалась методика, основанная на радиационно-столкновительной модели плазмы [14,15]. Ее физическим обоснованием является то, что соотношение $R_{391/394}$ пиковых интенсивностей излучения ионной N_2^+ (переход $B^2\Sigma_g^+(v=0) \rightarrow X^2\Sigma_g^+(v=0)$, $\lambda = 391.4 \text{ nm}$) и молекулярной N_2 (переход $C^3\Pi_u(v=2) \rightarrow B^3\Pi_g(v=5)$, $\lambda = 394.3 \text{ nm}$) полос азота является функцией температуры электронов $R_{391/394} = f(T_e)$ или приведенной напряженности электрического поля $R_{391/394} = f(E/N)$. Таким образом, определяя соотношение пиковых интенсивностей излучения полос первой отрицательной (1^-) ($B^2\Sigma_g^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$) и второй положительной (2^+) ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$) систем азота, значения T_e и E/N в плазме разряда могут быть определены из номограмм. Характерные зависимости соотношения интенсивностей от электронной температуры или приведенной напряженности электрического поля, взятые из литературы [14,15], приведены на рис. 3.

Данная методика применима при выполнении следующих условий:

I. Реализуется максвелловское распределение электронов по скоростям.

II. Возбуждение верхних состояний переходов молекулярного иона $B^2\Sigma_g^+$ и молекулы $C^3\Pi_u$ осуществляется преимущественно прямым электронным ударом из основного состояния молекулы азота.

Для обоснования возможности использования данной методики необходимо было показать, что к моменту времени, когда интенсивность полос азота, используемых в методике, достаточна для регистрации, устанавливается максвелловское распределение электронов по скоростям. Вследствие эффективной передачи энергии при электрон-электронном столкновении характерное время установления максвелловского распределения τ можно оценить как величину, обратную частоте столкновений

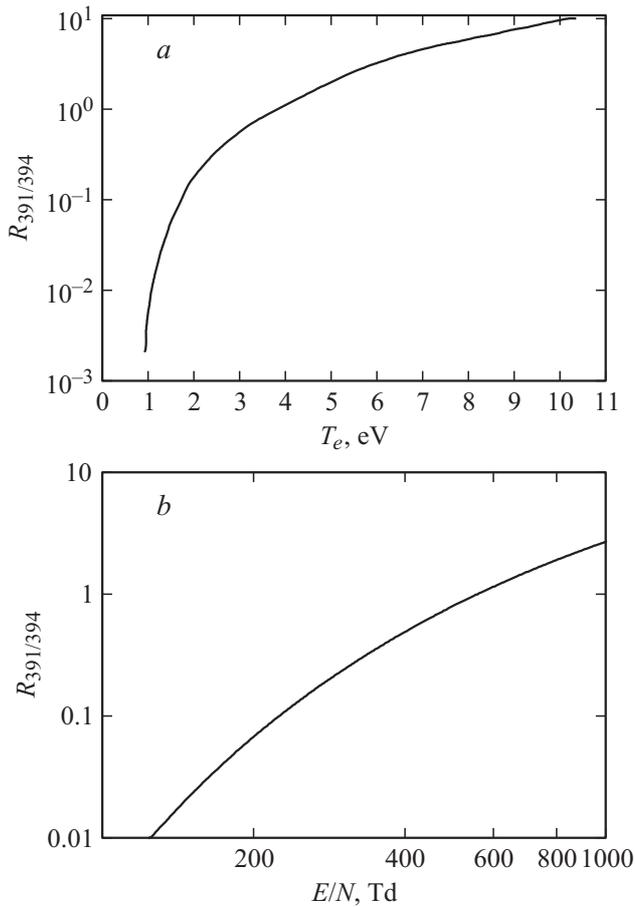


Рис. 3. Соотношение $R_{391/394}$ пиковых интенсивностей излучения ионной N_2^+ ($\lambda = 391.4$ nm) и молекулярной N_2 ($\lambda = 394.3$ nm) полос азота как функция электронной температуры (a) [14] и приведенной напряженности электрического поля (b) [15].

электронов друг с другом (5):

$$\tau = \frac{1}{N_e v_e \sigma_{ee}}, \quad (5)$$

$$v_e = \sqrt{2} v_T, \quad (6)$$

$$\sigma_{ee} = 2.87 \cdot 10^{-14} \ln(\Lambda) T_e [\text{eV}]. \quad (7)$$

Здесь N_e — концентрация электронов, v_e — относительная скорость движения электронов, определяющаяся по формуле (6) [16], v_T — средняя тепловая скорость электронов, T_e — температура электронов, σ_{ee} — сечение электрон-электронных столкновений, определяющееся по формуле (7) [16], $\ln(\Lambda)$ — кулоновский логарифм.

Оцененные значения τ для значений N_e и T_e , характерных для условий проводившегося эксперимента, составляют доли-единицы наносекунд. Таким образом, первое условие возможности применения методики выполняется в данных условиях.

Для обоснования выполнения второго условия необходимо было показать, что при высоковольтном нано-

секундном разряде основным каналом заселения состояний $N_2^+(B^2\Sigma_g^+)$ и $N_2(C^3\Pi_u)$ является процесс соударения молекулы азота в основном состоянии с электроном. Отметим, что временной интервал, в течение которого данная методика позволяет получать надежные результаты, определяется временным интервалом, в течение которого интенсивности излучения ионной и молекулярной полос азота достаточны для регистрации и последующего определения соотношения их пиковых значений. В данном случае основная доля энергии вкладывается в плазму разряда в течение первого полупериода тока разряда, что составляет ~ 5 ns. Таким образом, указанную величину можно считать временным интервалом, в течение которого полученные результаты можно считать достоверными. В течение указанного временного интервала роль таких процессов, как фотовозбуждение, ассоциация атомов азота, передача энергии между возбужденными электронными состояниями молекул и передача возбуждения с одного колебательного уровня на другой уровень, приводящих к наработке излучающих частиц в состояниях $N_2^+(B^2\Sigma_g^+)$ и $N_2(C^3\Pi_u)$, пренебрежимо мала. Поэтому в данном случае достаточно показать, что скорость заселения состояний $B^2\Sigma_g^+$ и $C^3\Pi_u$ в результате прямого столкновения молекулы с электроном выше скорости их заселения в результате конкурирующего с ним процесса — ступенчатого возбуждения. Для этого необходимо было решить приведенные ниже уравнения (8)–(12), описывающие наработку частиц в состояниях $B^2\Sigma_g^+$ и $C^3\Pi_u$, излучение которых положено в основу методики:

$$V_1 = k_1 N_e [N_2(X^1)], \quad (8)$$

$$V_2 = k_2 N_e [N_2(X^1)], \quad (9a)$$

$$V_3 = k_3 N_e [N_2(A^3)], \quad (9b)$$

$$V_4 = k_4 N_e [N_2(X^1)], \quad (10a)$$

$$V_5 = k_5 N_e [N_2(B^3)], \quad (10b)$$

$$V_6 = k_6 N_e [N_2(X^1)], \quad (11)$$

$$V_7 = k_7 N_e [N_2(X^1)], \quad (12a)$$

$$V_8 = k_8 N_e [N_2(X^2)], \quad (12b)$$

$$k_n = \left\langle \sigma_n(\varepsilon) \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_e}} \right\rangle = \sqrt{\frac{2}{m_e}} \int_0^\infty \sqrt{\varepsilon} \sigma_n(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (13)$$

$$n = 1 - 8.$$

В уравнениях (8)–(12) V_1 — скорость возбуждения состояния $C^3\Pi_u$ молекулы азота из состояния $X^1\Sigma_g^+$, V_2 — скорость возбуждения состояния $A^3\Sigma_u^+$ молекулы азота из состояния $X^1\Sigma_g^+$, V_3 — скорость возбуждения состояния $C^3\Pi_u$ молекулы азота из состояния $A^3\Sigma_u^+$, V_4 — скорость возбуждения состояния $B^3\Pi_g$ молекулы азота из состояния $X^1\Sigma_g^+$, V_5 — скорость возбуждения состояния $C^3\Pi_u$ молекулы азота из состояния $B^3\Pi_g$,

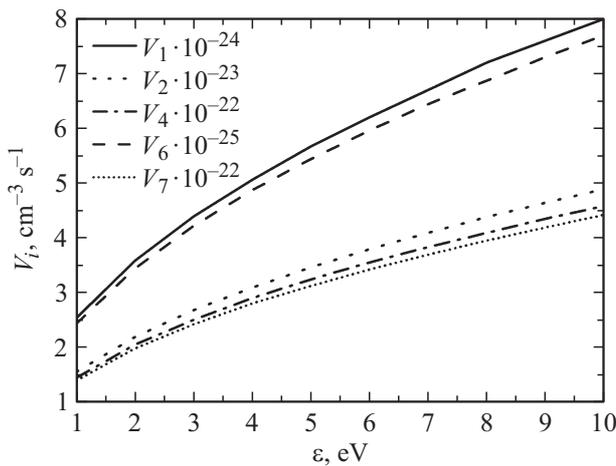


Рис. 4. Скорость заселения уровней азота $A^3\Sigma_0^+$, $B^3\Pi_g$, $C^3\Pi_u$, $X^2\Sigma_g^+$ и $B^2\Sigma_g^+$ из основного состояния $X^1\Sigma_g^+$ в результате столкновения с электроном. $N_e \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $[N_2(X^1)] \sim 2.4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

V_6 — скорость возбуждения состояния $B^2\Sigma_g^+$ молекулярного иона азота из состояния молекулы азота $X^1\Sigma_g^+$, V_7 — скорость прямой ионизации молекулы азота (переход из состояния $X^1\Sigma_g^+$ в состояние $X^2\Sigma_g^+$), V_8 — скорость возбуждения состояния $B^2\Sigma_g^+$ молекулярного иона азота из основного состояния молекулярного иона азота $X^2\Sigma_g^+$, k_n — константа возбуждения, определяемая выражением (13), $N_2(X^1)$, $N_2(A^3)$, $N_2(B^3)$, $N_2(C^3)$, $N_2(X^2)$, $N_2(B^2)$ — концентрация молекул азота в состояниях $X^1\Sigma_g^+$, $A^3\Sigma_u^+$, $B^3\Pi_g$, $C^3\Pi_u$, $X^2\Sigma_g^+$ и $B^2\Sigma_g^+$ соответственно, $\sigma_n(\epsilon)$ — сечение возбуждения или ионизации, m_e — масса электрона, $f(\epsilon)$ — функция распределения электронов по энергиям.

Используя уравнения, приведенные выше, а также данные о сечениях возбуждения и ионизации из различных литературных источников [17,18], а также принимая функцию распределения электронов максвелловской, нами были рассчитаны значения констант возбуждения и ионизации $k_{1,2,4,6,7}$ и скоростей V_1 (переход X^1-C^3), V_2 (переход X^1-A^3), V_4 (переход X^1-B^3), V_6 (переход X^1-B^2), V_7 (переход X^1-X^2). На рис. 4 приведены зависимости этих величин от энергии электронов. Как видно из представленных зависимостей, скорости прямого заселения уровней $C^3\Pi_u$ молекулы азота и $B^2\Sigma_g^+$ молекулярного иона азота, являющихся верхними уровнями переходов, используемых для измерения T_e и E/N , значительно выше скоростей заселения нижележащих уровней $A^3\Sigma_u^+$, $B^3\Pi_g$, $X^2\Sigma_g^+$, с которых уровни $C^3\Pi_u$ и $B^2\Sigma_g^+$ могут заселяться в результате ступенчатых процессов. Это, в свою очередь, указывает на выполнение условия (II).

Это означает, что при данных условиях возбуждения в течение $\sim 5 \text{ ns}$ после начала пробоя величины T_e и E/N можно определять, в том числе и с пространственно-временным разрешением, с использованием методики, основанной на измерении соотношения пиковых ин-

тенсивностей излучения ионной N_2^+ ($\lambda = 391.4 \text{ nm}$) и молекулярной N_2 ($\lambda = 394.3 \text{ nm}$) полос азота.

3. Результаты и их обсуждение

В ходе проведения настоящей работы были получены следующие результаты.

При формировании высоковольтного наносекундного разряда в промежутке с резко неоднородным распределением электрического поля, заполненного азотом при давлении 10^5 Pa с добавкой водорода на уровне $\sim 1.3 \text{ kPa}$, излучение спектральной линии атома водорода H_β ($\lambda = 486.1 \text{ nm}$) из плазмы разряда зарегистрировать не удалось. Что же касается атомарной линии H_α ($\lambda = 656.3 \text{ nm}$), то ее надежная регистрация из разрядной плазмы была возможна лишь тогда, когда разряд переходил в искровую стадию (рис. 5, *a*) или находился в состоянии, близком к контракции (рис. 5, *b*). Таким образом, определяя уширение спектральной линии водорода H_α вследствие эффекта Штарка, нам удалось определить величину N_e в плазме высоковольтного наносекундного разряда в том случае, когда имеет место искровой канал, и в ситуации, близкой к контрагированию. Значения величины N_e для указанных случаев составили $\sim 2 \cdot 10^{16}$ и $\sim 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ соответственно. Помимо этого, определялось значение N_e в плазме катодного факела, которое составило $\sim 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, что коррелирует с данными, полученными в работе [9].

Если же разряд в течение всего времени горения оставался диффузным (рис. 5, *c*), то в этом случае интенсивность свечения линии H_α была недостаточной для надежной регистрации. В связи с этим для определения величины N_e в случае однородного разряда использовалось известное соотношение (4), связывающее величину плотности тока разряда j с величиной N_e .

Сначала регистрировались осциллограммы импульсов напряжения на промежутке и разрядного тока (рис. 6) при зажигании высоковольтного наносекундного разряда в азоте при давлении 10^5 Pa . После этого отдельные участки осциллограммы тока разряда (рис. 6, *b*, участки 1 и 2) интерполировались аperiодической функцией

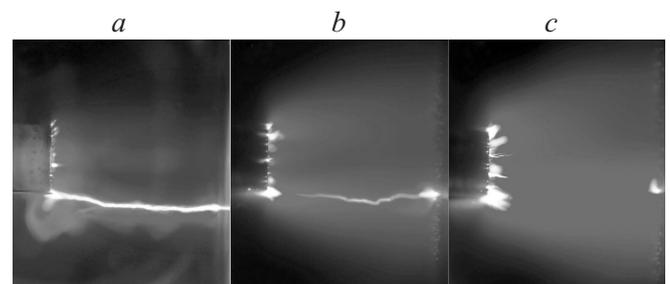


Рис. 5. Интегральные фотографии свечения плазмы высоковольтного наносекундного разряда в азоте атмосферного давления с небольшой добавкой водорода. Давление водорода $\sim 1.3 \text{ kPa}$, $d = 12 \text{ mm}$.

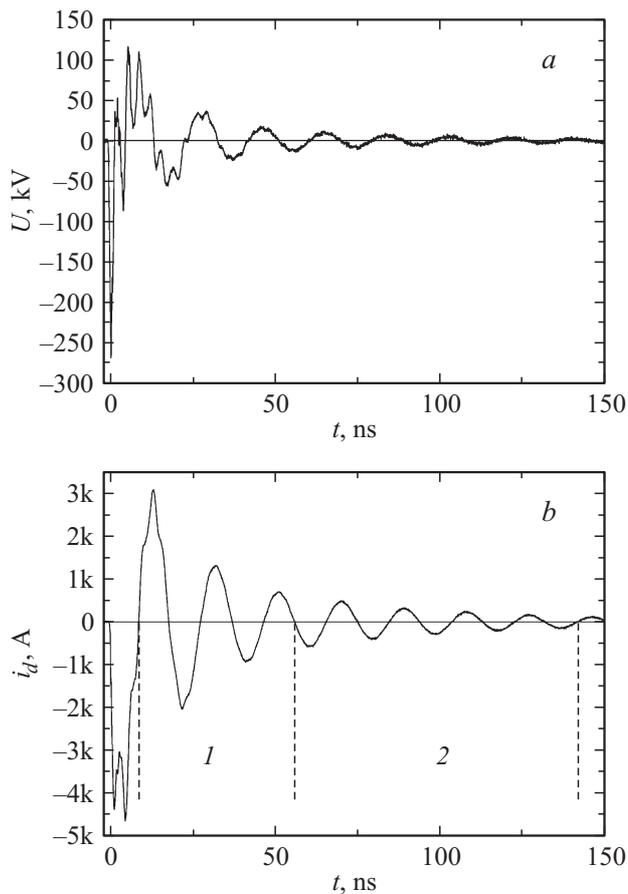


Рис. 6. Осциллограммы импульсов напряжения U на промежутке (а) и тока разряда i_d (б) при электрическом возбуждении азота атмосферного давления. $d = 14$ мм.

вида (14), откуда может быть получено значение сопротивления плазмы R_p , которое входит в выражение (17), легко получающееся из соотношений (4), (15), (16) и позволяющее вычислить концентрацию электронов. В выражениях (14)–(17) i_d — ток разряда, i_0 — амплитудное значение тока разряда, R_p — сопротивление плазмы, L — индуктивность, v_d — дрейфовая скорость электронов, μ_e — подвижность электронов, E — напряженность электрического поля, U — амплитудное значение напряжения, d — межэлектродное расстояние, S — поперечное сечение зоны токопрохождения:

$$i_d(t) = i_0 e^{-\frac{R_p t}{L}} \sin(\omega t + \varphi), \quad (14)$$

$$v_d = \mu_e E, \quad (15)$$

$$E = \frac{U}{d} = \frac{i_d R_p}{d}, \quad (16)$$

$$N_e = \left(\frac{1}{e \mu_e S} \right) \frac{d}{R_p}. \quad (17)$$

Оцененная таким образом величина N_e в плазме диффузного разряда в азоте составила $\sim 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Помимо этого, в данном случае можно говорить о

динамике электронной концентрации. Она такова, что в течение $\sim 150 \text{ ns}$ от момента достижения своего максимального значения, равного $\sim 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, плотность электронов уменьшается практически на порядок. Следует заметить, что значения N_e в плазме контрагированного разряда в азоте, измеренные по уширению линии атома водорода вследствие эффекта Штарка и по соотношению (4), совпали по порядку величины ($\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$).

Измерения T_e и E/N в плазме высоковольтного наносекундного разряда в азоте атмосферного давления были проведены на основе определения соотношения пиковых интенсивностей полос (1^-) и (2^+) систем азота.

При использовании монохроматора МДР-23 и CCD-камеры PI-MAX 2 было зарегистрировано спектральное распределение энергии излучения плазмы разряда в азоте в диапазоне 390–395 нм, представленное на рис. 7. Данное распределение позволяет найти соотношение пиковых интенсивностей излучения этих полос. Использование номограмм, приведенных на рис. 3 для полученных значений соотношения интенсивностей $R_{391/394} \sim 0.15$, позволяет определить средние значения T_e и E/N , равные соответственно $\sim 2 \text{ eV}$ и $\sim 240 \text{ Td}$.

Наряду с этим были проведены эксперименты, в ходе которых при использовании монохроматора VM-502 с установленным на его выходе ФЭУ был зарегистрирован временной ход интенсивностей излучения ионной ($\lambda = 391.4 \text{ nm}$) и молекулярной ($\lambda = 394.3 \text{ nm}$) полос азота. Характерные осциллограммы импульсов излучения и тока разряда приведены на рис. 8, а. Как видно из представленных осциллограмм, интенсивности свечения ионной и молекулярной полос азота становятся достаточно точными для определения соотношения между ними спустя $\sim 1 \text{ ns}$ от начала протекания разрядного тока. При использовании зарегистрированных осциллограмм была построена зависимость (рис. 8, б), иллюстрирую-

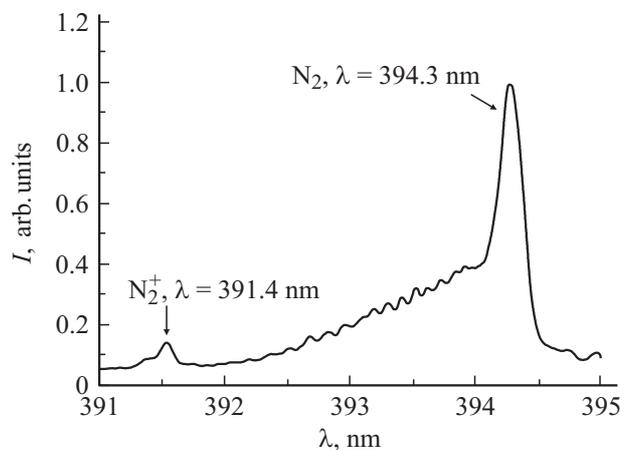


Рис. 7. Спектральное распределение энергии излучения ионной N_2^+ ($\lambda = 391.4 \text{ nm}$) и молекулярной N_2 ($\lambda = 394.3 \text{ nm}$) полос азота. Середина межэлектродного промежутка, $d = 12 \text{ mm}$, давление азота 10^5 Pa .

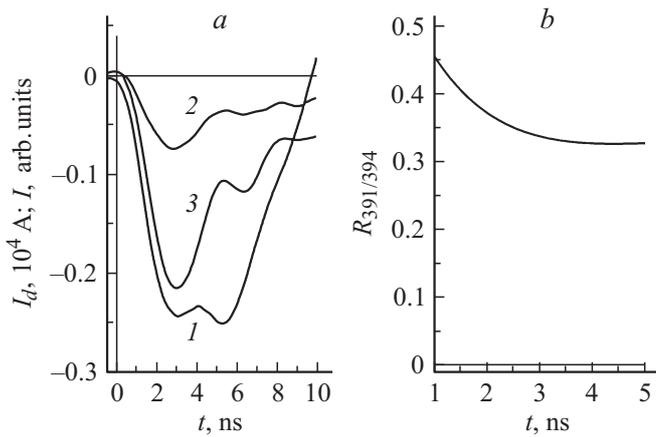


Рис. 8. *a* — осциллограмма импульса тока разряда в азоте (1) и временной ход интенсивностей излучения полос первой отрицательной (N_2^+ , $\lambda = 391.4$ nm) (2) и второй положительной (N_2 , $\lambda = 394.3$ nm) (3) систем молекулы азота. *b* — динамика соотношения интенсивностей $R_{391/394}$ ионной N_2^+ ($\lambda = 391.4$ nm) и молекулярной N_2 ($\lambda = 394.3$ nm) полос азота. $d = 12$ mm, давление азота 10^5 Pa.

шая поведение соотношения интенсивностей указанных выше спектральных полос в течение ~ 5 ns после начала протекания тока разряда. Представленная динамика величины $R_{391/394}$ позволяет говорить о динамике T_e и E/N в указанном временном интервале. Из рисунка видно, что за время ~ 5 ns после начала протекания тока разряда происходит уменьшение в ~ 1.5 раза T_e (с 3 до 2 eV) и E/N (от 400 до 260 Td).

Необходимо заметить, что полученные в ходе проведения настоящей работы результаты, касающиеся измерения T_e и E/N , коррелируют с результатами теоретических расчетов, представленных в работе [19].

Заключение

При помощи спектральных методов проведена диагностика плазмы высоковольтного наносекундного разряда в азоте атмосферного давления, инициируемого пучком убегающих электронов. Определены значения электронной концентрации N_e и температуры T_e , а также приведенной напряженности электрического поля E/N в плазме разряда в азоте. Среднее значение электронной плотности составило $\sim 2 \cdot 10^{14}$ cm $^{-3}$. Динамика указанной величины такова, что спустя ~ 5 ns после начала протекания тока разряда концентрация достигает своего максимального значения $N_e \approx 2 \cdot 10^{15}$ cm $^{-3}$, после чего в течение ~ 150 ns происходит ее снижение почти на порядок. Кроме того, при помощи методики, основанной на измерении уширения спектральной линии, определены значения N_e в случае контрагированного разряда или в состоянии, близком к контракции, а также для плазмы катодного факела.

Проведены расчеты, подтверждающие правомерность использования выбранной для определения темпера-

туры электронов и приведенной напряженности электрического поля E/N методики, основанной на определении отношения пиковых значений интенсивности излучения полос первой отрицательной (переход $B^2\Sigma_g^+(v=0) \rightarrow X^2\Sigma_g^+(v=0)$, $\lambda = 391.4$ nm) и второй (переход $C^3\Pi_u(v=2) \rightarrow B^3\Pi_g(v=5)$, $\lambda = 394.3$ nm) положительной систем азота.

При использовании указанной методики измерены средние значения величин электронной температуры и приведенной напряженности электрического поля, которые составили ~ 2 eV и ~ 240 Td соответственно. Помимо этого, получены данные, на основании которых можно судить о поведении T_e и E/N во времени. В течение 5 ns после начала протекания разрядного тока значения электронной температуры и приведенной напряженности электрического поля снижаются в 1.5 раза (с 3 до 2 eV для T_e и от 400 до 260 Td для E/N). Можно предположить, что для более ранних моментов времени характерны более высокие значения T_e и E/N .

Следует отметить, что при помощи данной методики появляется возможность достаточно точно, причем как с пространственным, так и с временным разрешением, восстанавливать картину распределения электрического поля в межэлектродном промежутке при формировании высоковольтного наносекундного разряда. Заметим лишь, что проведение подобных измерений возможно только тогда, когда интенсивность излучения ионной N_2^+ ($\lambda = 391.4$ nm) и молекулярной N_2 ($\lambda = 394.3$ nm) полос азота достаточна для регистрации, а также выполняются условия, необходимые для правомерности использования методики.

Настоящая работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 12-08-00105-а.

Список литературы

- [1] Тарасова Л.В., Худякова Л.Н. // ЖТФ. 1969. Т. 39. Вып. 8. С. 1530–1533.
- [2] Станкевич Ю.Л., Калинин В.Г. // ДАН СССР. 1967. Т. 177. Вып. 1. С. 72–79.
- [3] Noggle R.C., Krider E.P., Wayland J.R. // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. P. 4746–4748.
- [4] Тарасова Л.В., Худякова Л.Н., Лойко Т.В., Цукерман В.А. // ЖТФ. 1974. Т. 44. Вып. 3. С. 564–568.
- [5] Бабич Л.П., Лойко Т.В., Тарасова Л.В. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 8. С. 1617–1620.
- [6] Костыря И.Д., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Феденев А.В. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 8. С. 35–40.
- [7] Бакут Е.Х., Ломаев М.И., Рыбка Д.В., Тарасенко В.Ф. // Квантовая электроника. 2006. Т. 36. № 6. С. 576–580.
- [8] Ломаев М.И., Рыбка Д.В., Сорокин Д.А., Тарасенко В.Ф., Кривоногова К.Ю. // Опт. и спектр. 2009. Т. 107. № 1. С. 37–44.
- [9] Бабич Л.П., Березнин И.А., Лойко Т.В., Тарасов М.Д. // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25. Вып. 10. С. 1131–1137.
- [10] Сорокин Д.А., Ломаев М.И., Кривоногова К.Ю. // Изв. ТПУ. 2010. Т. 316. № 2. С. 80–85.

- [11] *Yatom S., Stambulchik E., Vekselman V., Krasik Ya.E.* // Phys. Rev. E. 2013. Vol. 88. 013107. P. 1–11.
- [12] *Загулов Ф.Я., Котов А.С., Шпак В.Г., Юрике Я.Я., Яландин М.И.* // ПТЭ. 1989. № 2. С. 146–149.
- [13] Плазма в лазерах / Под ред. Дж. Бекефи. М.: Энергоиздат, 1982. 416 с.
- [14] *Britun N., Gaillard M., Ricard A., Kim Y.M., Kim K.S., Han J.G.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. Vol. 40. P. 1022–1029.
- [15] *Paris P., Aints M., Valk F., Plank T., Haljaste A., Kozlov K.V., Wagner H.-E.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. Vol. 38. P. 3894–3899.
- [16] Физика газового разряда. Научное издание / Райзер Ю.П. 3-е изд. перераб. и доп. Долгопрудный: Издательский дом „Интеллект“, 2009. 736 с.
- [17] *Godard B.* // IEEE Journal of Quant. Electron. 1974. Vol. QE-10. N 2. P. 147–153.
- [18] *Starikovskaia S.M., Anikin N.B., Pancheshnyi S.V., Zatsenpin D.V., Starikovskii A.Yu.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2001. Vol. 10. P. 344–355.
- [19] *Бычков Ю.И., Лосев В.Ф., Савин В.В., Тарасенко В.Ф.* // Квант. электрон. 1975. Т. 2. № 9. С. 2047–2053.