

01 Спектры излучения воздуха низкого давления при диффузном стримерном разряде

© В.Ф. Тарасенко, Е.Х. Бакшт, Н.П. Виноградов, Д.А. Сорокин

Институт сильноточной электроники Сибирского отделения РАН,
634055 Томск, Россия

e-mail: vft@loi.hcei.tsc.ru, beh@loi.hcei.tsc.ru, vinikitavin@mail.ru, SDmA-70@loi.hcei.tsc.ru

Поступила в редакцию 11.08.2022 г.

В окончательной редакции 16.09.2022 г.

Принята к публикации 29.09.2022 г.

Внимание к изучению характеристик излучения плазмы стримерных разрядов в атмосферном воздухе при давлениях доли–единицы Торг прежде всего связано с получением новых данных о высотных разрядах, включая красные спрайты. В настоящей работе исследованы спектральные свойства плазмы, формируемой в условиях инициирования волн ионизации (стримеров) импульсно-периодическим барьерным разрядом в воздухе низкого давления. Установлено, что в диапазоне давлений воздуха $\Delta p = 0.08\text{--}3$ Торг наибольшие интенсивности излучения в диапазоне длин волн $\Delta\lambda = 280\text{--}900$ nm приходятся на полосы второй положительной, первой отрицательной и первой положительной систем молекулярного азота, причем спектральная плотность энергии излучения каждой из систем зависит от области разряда и давления. Красный цвет волнам ионизации придает излучение полос первой положительной системы, однако наибольшие интенсивности в этих условиях в зависимости от давления воздуха наблюдаются для полос второй положительной и первой отрицательной систем азота. Показано, что при сохранении амплитуды импульсов напряжения и уменьшении давления до 0.04 Торг и менее эмиссионный спектр и цвет плазмы стримерного разряда существенно изменяется. В спектре появляются новые интенсивные линии и полосы, в том числе атомарного водорода, что обусловлено увеличением приведенной напряженности электрического поля и соответственно температуры электронов. Это, в свою очередь, приводит к диссоциации молекулярных газов, входящих в состав воздуха, а также адсорбированных стенками разрядной камеры.

Ключевые слова: спектры излучения, стримерный разряд, воздух, низкое давление, молекулярные полосы, атомарные линии.

DOI: 10.21883/OS.2022.12.54080.4014-22

Введение

Исследованиям высотных электрических разрядов, которые называют транзитными световыми явлениями (ТСЯ) [1,2], в последние годы уделяется большое внимание. Масштабы таких электроразрядных явлений обычно составляют десятки–сотни километров, а цвет, форма и спектры излучения ТСЯ зависят от типа разряда и расстояния от поверхности Земли (высота над уровнем моря h). Значительное число исследований направлено на изучение красных спрайтов (red sprites), которые во время грозовой активности наблюдаются на высотах 40–100 km [1–15]. Для изучения процессов, обеспечивающих инициирование и развитие красных спрайтов, используются самолеты [7,8], спутники [9] и Международная космическая станция [10]. Инициирование красных спрайтов обычно происходит на высотах 70–80 km, а направления их распространения носят стохастический характер. На некоторых снимках наблюдаются красные спрайты, имеющие форму прямых каналов, распространяющихся как вниз (column sprites [14]), так вниз и вверх (currot sprites [14]) — соответственно в сторону увеличения и уменьшения давления воздуха p . При этом имеет место как небольшое увеличение их

поперечных размеров (диаметра), так и уменьшение, а также наблюдается уменьшение яркости свечения (см., например, фотографии на рис. 1 в [6] и на рис. 2 в [11]). Возникновение красных спрайтов связывают с развитием стримеров (волн ионизации), стартующих из областей, в которых формируется плазма с повышенной концентрацией заряженных частиц [2,3]. В литературе имеются данные о скорости распространения спрайтов, а также спектральном составе излучения и параметрах плазмы [1–15]. Тем не менее процесс исследования спрайтов очень сложен и требует больших материальных затрат. Поэтому наряду с изучением спрайтов, голубых струй и других ТСЯ в естественных условиях предпринимаются попытки моделирования указанных явлений в лабораторных условиях. Для этого используют различные типы электрических газовых разрядов, в том числе тлеющий [15] и апокампиский [16,17]. В [15] сообщалось о зажигании тлеющего разряда с положительным столбом красного цвета между двумя электродами в прозрачной трубке, заполненной воздухом при $p = 1.2$ Торг. Цвет разряда определяло излучение полос первой положительной ($1+$) системы молекулярного азота N_2 в диапазоне длин волн $\Delta\lambda = 500\text{--}900$ nm.

В [16,17] моделировались голубые струи (blue jet [6,10]). В цитируемых работах два электрода с малым радиусом кривизны размещались внутри кварцевой трубки на расстоянии 1 см друг относительно друга. Следует отметить, что в областях формирования как красных спрайтов [1–15], так голубых и гигантских струй (blue and gigantic jets, рис. 1 в [10]) металлические электроды отсутствуют. Таким образом, условия, в которых зажигались разряды в [15–17], далеки от реальных для ТСЯ. Поэтому в настоящей работе, как и в недавних работах [18,19], для создания плазмы, инициирующей явление, подобное атмосферному, использовался барьерный импульсно-периодический разряд.

Одной из важных задач исследований является определение условий возбуждения, при которых в воздухе низкого давления реализуется имеющая красный цвет плазма стримерных разрядов, а также изучение спектрального состава излучения этой плазмы. При этом давление воздуха должно соответствовать давлениям (точнее концентрациям частиц N), имеющим место на высотах 40–100 km, где происходит инициирование (70–80 km) и распространение спрайтов [1–15].

Цель настоящей работы — изучить спектры излучения плазмы стримерного разряда в воздухе при низких p , соответствующих тем, при которых наблюдаются красные спрайты. Кроме того, представляет интерес изучение спектрального состава излучения плазмы в условиях изменения ее цвета с красного на синий, что наблюдается на высотах 40–50 km при распространении спрайтов к поверхности Земли.

Экспериментальная установка и методики измерений

Для зажигания стримерного разряда при низких давлениях воздуха и других газов была создана установка, блок-схема которой показана на рис. 1.

Разряд зажигался в трубке, изготовленной из кварца марки GE-214, имеющей высокий коэффициент пропускания в ультрафиолетовой (УФ), видимой и ближней инфракрасной (ИК) областях спектра. Длина трубки и ее внутренний диаметр составляли 120 см и 5 см соответственно. К торцам трубки крепились фланцы, изготовленные из капролона. В левый (относительно читателя) было вмонтировано окно из кварца марки КУ-1, а в правый — капролоновый штуцер, через который осуществлялась откачка трубки и напуск в нее воздуха из лабораторного помещения. Влажность воздуха в комнате при проведении исследований составляла $\sim 23\%$. При получении данных для каждого набора условий камера откачивалась форвакуумным насосом до $p = 10^{-2}$ Торг, а затем наполнялась воздухом до нужного давления.

Для возбуждения разряда использовался высоковольтный генератор, формирующий импульсы напряжения

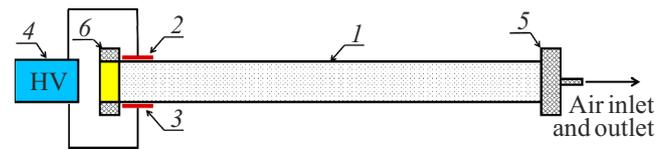


Рис. 1. Установка для формирования стримерного разряда: 1 — кварцевая трубка; 2, 3 — электроды из алюминиевой фольги; 4 — импульсный высоковольтный генератор с изменяемой полярностью и регулируемой амплитудой напряжения; 5 — фланец из капролона со штуцером для откачки и напуска воздуха; 6 — фланец из капролона с вмонтированным кварцевым окном.

положительной или отрицательной полярности с регулируемой амплитудой. В большинстве экспериментов частота следования импульсов напряжения составляла 21 kHz. При функционировании в режиме холостого хода амплитуда импульса напряжения, формируемого генератором, составляла 7 kV при длительности на полуволне $\sim 1.5 \mu\text{s}$. Длительности фронта и спада импульса напряжения были одинаковы и равнялись $\sim 350 \text{ ns}$. Генератор подключался к двум электродам, выполненным в виде полосок из алюминиевой фольги длиной 5 см и шириной 1 см. В отличие от работ [18,19] электроды имели другую форму и плотно крепились к поверхности кварцевой трубки напротив друг друга у ее левого торца.

Измерения специально проводились при высокой частоте следования импульсов. Это позволяло фотографировать свечение разрядной плазмы и регистрировать спектры ее излучения при малых удельных энергозатратах за один импульс, которые согласно оценкам по порядку величины совпадали с реализуемыми в природных спрайтах. Как известно [1–15], размеры спрайтов составляют от сотен метров до десятков километров, а их свечение в зависимости от типа и размера спрайта длится единицы-десятки миллисекунд, что при их относительно малой удельной светимости позволяет надежно осуществлять фотосъемку с больших расстояний. В наших экспериментах для получения качественных фотографий и спектров излучения необходимо производить накопление данных за нескольких тысяч импульсов. Ранее подобная методика применялась при изучении свойств апокампического разряда в различных газах [16,17], а также стримерного разряда в воздухе [18,19].

Следует отметить, что при измерении длительностей импульсов природных разрядов обычно регистрируют свечение со всей области свечения спрайта, который имеет размеры в десятки километров по высоте и обычно состоит из большого числа плазменных диффузных струй (стримеров), занимающих в поперечном сечении также большие размеры (десятки километров). Кроме того, отдельные „столбы“ и ветви спрайтов стартуют с различными временами запаздывания [14]. В данных экспериментах, используя генератор импульсов с напряжением в единицы киловольт при давлении

Значения давления p и концентрации частиц N воздуха на различных высотах над уровнем моря h

h , km	p , Torr	N , cm^{-3}
40	2.6	$9.5 \cdot 10^{16}$
47.4	1	$3.6 \cdot 10^{16}$
52.6	0.5	$1.9 \cdot 10^{16}$
60	0.2	$8 \cdot 10^{15}$
71	0.04	$2 \cdot 10^{15}$
100	$2.4 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{13}$

ниях, соответствующих давлениям воздуха в области формирования спрайтов, создавали одиночные стримеры с длиной около метра. Длительности импульсов излучения стримерных разрядов, как известно, в основном определяются свечением фронта стримера, перемещающегося в пространстве. Соответственно длительности импульсов надо сравнивать при прохождении фронтом спрайта и плазменной диффузной струи (ПДС) одинаковых расстояний. В спрайте свечение фронта стримера будет продолжаться со времени его инициирования до времени его затухания на удалении от начальной области на единицы–десятки километров, что приводит к увеличению длительности импульсов излучения на несколько порядков. Кроме того, длительность импульсов излучения спрайтов увеличивается за счет формирования отдельных его „столбов“ и ветвей, которые инициируются не одновременно.

Напряжение на разрядном промежутке измерялось посредством делителя АСА-6039 (АКТАКОМ), а ток разряда — шунтом на основе резисторов марки ТВО. Сигналы с делителя напряжения и токового шунта записывались цифровым осциллографом Tektronix MDO 3104 (1 GHz, 5 GS/s). Эмиссионные спектры разрядной плазмы регистрировались при помощи спектрометра HR2000+ES (OceanOptics Inc.), оснащенного кварцевым световодом. Спектральная чувствительность спектрометра и пропускание световода в диапазоне $\Delta\lambda = 190\text{--}1100\text{ nm}$ известны. Разрешение оптической системы было не хуже $\sim 0.9\text{ nm}$. Съемка интегрального свечения плазмы разряда осуществлялась цифровым фотоаппаратом Canon 2000D (CANON).

Результаты

Как уже отмечалось во Введении, хотя инициирование красных спрайтов обычно происходит в диапазоне высот 70–80 km от поверхности Земли, их излучение было зарегистрировано в диапазоне высот 40–100 km, поэтому наиболее подробные исследования излучательных характеристик разряда были проведены при давлениях воздуха 0.04, 0.2, 0.5, 1 и 3 Torr, которые имеют место в указанном диапазоне высот. Значения давления и концентрации частиц воздуха для различных высот над уровнем моря приведены в таблице.

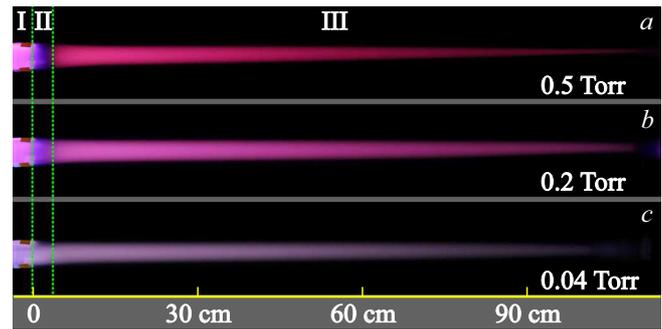


Рис. 2. Фотографии интегрального свечения плазмы стримерного разряда при давлениях воздуха $p = 0.5$ (a), 0.2 (b) и 0.04 Torr (c). I — межэлектродная область, II — приэлектродная область, III — область ПДС. Амплитуда напряжения генератора 7 kV . Диафрагма объектива фотоаппарата 5.6 , чувствительность ISO 3200. Экспонирование за 1050 (a) и за 2100 импульсов (b, c).

Данные о расчетных значениях концентрации частиц, учитывающие немонотонное изменение температуры воздуха по мере удаления от поверхности Земли, были взяты из работы [20].

Использование генератора с напряжением 7 kV и высоким значением частоты следования импульсов позволяло формировать диффузный барьерный разряд в широком диапазоне давлений. При больших значениях давления воздуха (9 Torr и более) разряд зажигался преимущественно в части трубки между электродами. С уменьшением p форма разряда изменялась, появлялась волна ионизации (стример), которая, как голубые струи [10] и цилиндрические спрайты (column sprites [14]), имела форму ПДС. Длина ПДС увеличивалась с уменьшением давления воздуха и(или) увеличением напряжения генератора, и ПДС могла достигать противоположного торца трубки. Механизм образования ПДС может быть только стримерный, поскольку дополнительного электрода на правом торце трубки не устанавливалось. Соответственно ПДС распространялась от зоны формирования плазмы барьерного разряда между электродами вследствие формирования и распространения волн ионизации (стримеров). Это подтверждается измерением скоростей распространения фронтов свечения, распространяющихся в противоположных направлениях от зоны формирования плазмы между кольцевыми электродами, установленными в средней части кварцевой трубки [18,19]. Так, при $p = 1.5\text{ Torr}$ значение этой скорости достигало 1.7 mm/ns , что соответствует скорости фронта стримера (волны ионизации) в подобных условиях [12,14]. Фотографии свечения плазмы разряда для трех значений давления воздуха, при которых длина ПДС превышала 100 cm , представлены на рис. 2.

Диапазон давлений $\Delta p = 0.04\text{--}3\text{ Torr}$ соответствует диапазону высот, при которых наблюдались как сами красные спрайты, так и области, в которых происходило изменение их цвета с красного на синий. Мы считаем,

что наблюдаемые в лабораторных условиях ПДС, как и спрайты [1–15], являются волнами ионизации. Опишем подробно их свойства. Наибольшая светимость ПДС длиной более 100 см имела место при $p \sim 0.5$ Торг (рис. 2, *a*).

Увеличение давления до 1 Торг приводило к уменьшению длины ПДС до ~ 50 см, однако при этом происходило увеличение ее светимости. Цвет ПДС при изменении p от 3 до 0.2 Торг существенно не изменялся и был подобен цвету красных спрайтов. Также цвет ПДС не изменялся вдоль струи по мере удаления от электродов на расстояние 5 см и более. Уменьшение давления в условиях, соответствующих фотографиям на рис. 2, существенно не влияло на длину ПДС, но цвет ее мог изменяться (рис. 2, *c*).

При $p = 0.04$ Торг, что соответствует высоте над уровнем моря ~ 71 км, красная составляющая в цвете ПДС значительно уменьшилась. Дальнейшее снижение давления воздуха в трубке при сохранении параметров импульса напряжения генератора приводило к тому, что пробой в трубке прекращался, и, следовательно, ПДС не формировалась. Данный экспериментальный факт объясняется ростом пробивного напряжения в соответствии с левой ветвью кривой Пашена. Для появления ПДС при малых p необходимо было увеличивать либо амплитуду импульса напряжения генератора, либо его длительность и частоту следования импульсов. Смена полярности генератора не оказывала заметного влияния на длину и цвет наблюдаемых ПДС. Также на их длину, цвет и форму не влияла ориентация кварцевой трубки в пространстве. Так, при повороте ее на 90° вправо или влево ПДС распространялась соответственно вверх или вниз.

Чтобы определить вклад в излучение плазмы диффузных струй полос и линий различных газов, входящих в состав воздуха, в ходе экспериментов при помощи широкодиапазонного спектрометра регистрировались ее эмиссионные спектры. Световод, по которому излучение транспортировалось на вход спектрометра, размещался на уровне центральной оси разрядной трубки. Регистрация спектров производилась для трех основных областей разряда, которые в большинстве режимов отличались по цвету (области I, II и III на рис. 2). Спектры излучения разрядной плазмы регистрировались из межэлектродной области I, около электродов в области II (на расстоянии ~ 1 см от края электродов), а, кроме того, подробно изучались эмиссионные спектры ПДС на различных расстояниях — 11, 21, 41 и 61 см от края электродов (область диффузной струи III). Как видно из рис. 2, при удалении от электродов на расстояние от нескольких сантиметров до десятков сантиметров цвет ПДС не изменяется, поэтому вся струя была отнесена к единой области III. Спектральное распределение плотности энергии излучения плазмы W из данной области на расстоянии 21 см от электродов при давлении воздуха 1 Торг представлено на рис. 3. На этом же рисунке приведена часть спектра, выделенная с помощью фильтра

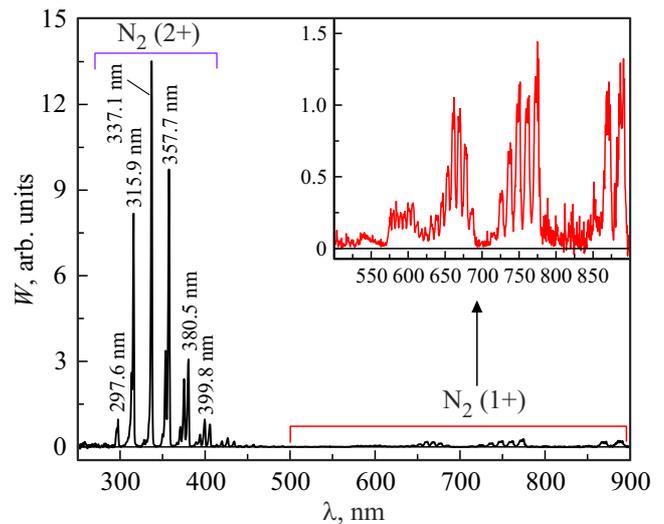


Рис. 3. Спектральное распределение плотности энергии излучения ПДС на расстоянии 21 см от электродного узла в диапазоне $\Delta\lambda = 250\text{--}900$ nm, а также при использовании фильтра ЖС-12 и увеличении экспозиции в диапазоне $\Delta\lambda = 500\text{--}900$ nm (врезка). Пропускание фильтра в указанном диапазоне длин волн составляет более 90%. Фильтр поглощает излучение с длиной волны короче 500 nm. Давление воздуха $p = 1$ Торг.

ЖС-12, пропускающего излучение в диапазоне от 500 до 900 nm с коэффициентом более 0.9.

Из спектрограммы на рис. 3 видно, что наибольшая спектральная плотность энергии в диапазоне длин волн $\Delta\lambda = 250\text{--}900$ nm приходится на отдельные полосы второй положительной (2+) системы спектральных переходов $C^3P_u - B^3P_g$ молекулярного азота N_2 , а максимальная W регистрируется на $\lambda = 337.1$ nm (колебательный переход 0-0). На полосы системы азота 1+ (система переходов $B^3P_g - A^3\Sigma_u^+$), подробная структура которых приведена на рис. 3 (врезка), приходится на порядок меньшая доля W . Однако именно излучение этих полос и определяет цвет ПДС в данных условиях возбуждения, как и цвет спрайтов при разрядах в верхних слоях атмосферы Земли [2,4,9]. Это может быть объяснено большей шириной спектрального участка, занимаемого этими полосами. При уменьшении давления до 0.2 Торг, как видно из рис. 2, *b*, цвет свечения разрядной плазмы несколько изменяется, но красный оттенок доминирует, как и полосы систем 2+ и 1+ N_2 в эмиссионном спектре.

При давлениях 1, 0.5 и 0.2 Торг с удалением от электродов на расстояния 11, 21, 41 и 61 см спектры излучения ПДС существенно не отличались от приведенного на рис. 3. На расстоянии 61 см от электродов спектр излучения ПДС для давления воздуха 0.2 Торг показан на рис. 4. Как и на рис. 3, на рис. 4 приведена часть спектра, выделенная с помощью фильтра ЖС-12.

Даже при изменении давления воздуха в трубке выбор участка области III, из которого осуществлялась регистрация эмиссионного спектра плазмы диффузной

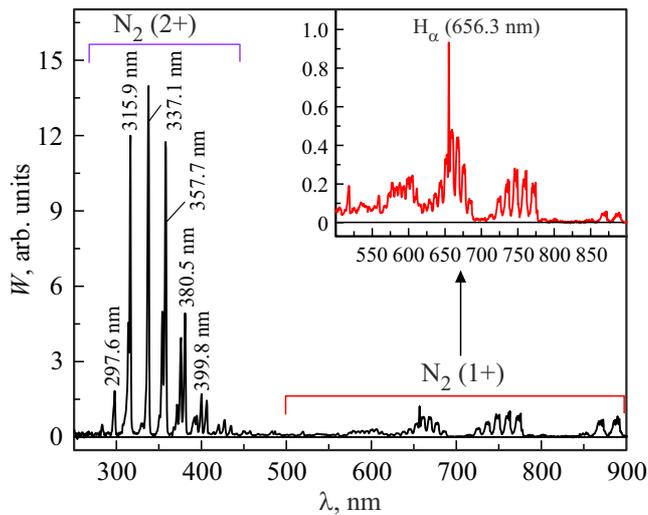


Рис. 4. Спектральное распределение энергии излучения плазмы диффузной струи на расстоянии 61 см от электродного узла в диапазоне $\Delta\lambda = 250\text{--}900\text{ nm}$ и с использованием фильтра ЖС-12 и увеличением экспозиции в диапазоне $\Delta\lambda = 500\text{--}900\text{ nm}$ (врезка). Пропускание фильтра в указанном диапазоне длин волн составляет более 90%. Фильтр поглощает излучение с длиной волны короче 500 нм. $P = 0.2\text{ Torr}$.

струи, не оказывал заметного влияния на спектральное распределение энергии излучения. Сравнение спектров на рис. 3 и 4 показывает, что они существенно не отличаются, из чего следует, что механизм формирования ПДС в различных ее точках сохраняется. Такая ситуация реализуется при распространении волн ионизации. Однако уменьшение давления воздуха ниже $p = 0.2\text{ Torr}$ приводило к появлению в спектре слабого широкополосного излучения, по-видимому, состоящего из большого числа полос и линий в диапазоне 300–500 нм, и к заметному изменению цвета свечения плазмы разряда (рис. 2, c). Также отметим появление в спектре сравнительно сильной линии атомарного водорода H_α с длиной волны $\lambda = 656.3\text{ nm}$ (врезка на рис. 4).

При увеличении давления до 3 Torr и сокращении длины ПДС спектр излучения также был подобен представленному на рис. 3. При этом с ростом давления отношение интенсивностей полос системы 2+ к интенсивностям полос системы 1+ увеличивалось в пользу системы 2+, но цвет ПДС на фотографиях и визуально был такой же, как и при давлении 0.5 Torr.

Известно [2,21], что часть спрайтов на высоте 40–50 км при давлениях 0.5–3 Torr меняет красный цвет на синий. Изменение цвета и интенсивности излучения плазмы разряда при давлениях воздуха 0.5 и 0.2 Torr наблюдается в данных экспериментах у электродов в области II. На расстоянии $\sim 1\text{ cm}$ от электродов цвет разряда становится более темным, а также проявляется участок синего цвета. Ширина темной области, следующей за синей справа от электродов, зависит от давления воздуха. Спектры излучения из области II

так же, как и ее цвет, претерпевают существенное изменение по отношению к спектрам диффузных струй из области III. При этом различие в спектрах все более проявляется с уменьшением давления газа. При $p = 0.2\text{ Torr}$ в эмиссионном спектре, регистрируемом из приэлектродной области, существенно возрастает интенсивность излучения полос первой отрицательной ($1-; B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$) системы молекулярного иона азота N_2^+ (линии с длинами волн 391.4, 427.8 и 470.9 нм, рис. 5).

Кроме того, на спектрограмме (рис. 5) видны интенсивные молекулярные полосы и атомарные линии, отсутствующие в эмиссионном спектре ПДС (область III). Так, четко идентифицируются полосы, принадлежащие системе Ангстрема молекулы CO ($B^2\Sigma^+ - A^1\Pi$; $\lambda = 282, 288.2, 289.7\text{ nm}$), первой отрицательной системе молекулярного иона CO^+ ($B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$; $\lambda = 519.8, 561\text{ nm}$), а также атомарные линии водорода серии Бальмера H_α ($\lambda = 656.3\text{ nm}$), H_β ($\lambda = 486.1\text{ nm}$), H_γ ($\lambda = 434\text{ nm}$) и кислорода OI ($\lambda = 777.1\text{ nm}$) и OI ($\lambda = 844.6\text{ nm}$). Кроме того, возникающую в диапазоне длин волн $\Delta\lambda = 320\text{--}330\text{ nm}$ последовательность полос малой интенсивности можно отнести к формируемым спектральными переходами молекулы CO_2 и молекулярного иона CO_2^+ , а полосы, перемежающиеся с полосами системы $1+ N_2$ — к полосам молекулярного водорода. Однако данное утверждение требует более тщательной проверки в экспериментах с применением оборудования, имеющего более высокое спектральное разрешение.

Тем не менее наличие в эмиссионном спектре указанных выше полос угарного газа и уголекислоты объясняется наличием этих газов в воздухе в виде примеси, к которым может быть отнесен и водяной пар, который идентифицируется по наличию полосы молекулы OH ($A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$) в диапазоне $\Delta\lambda = 306\text{--}309\text{ nm}$ и отчетливо

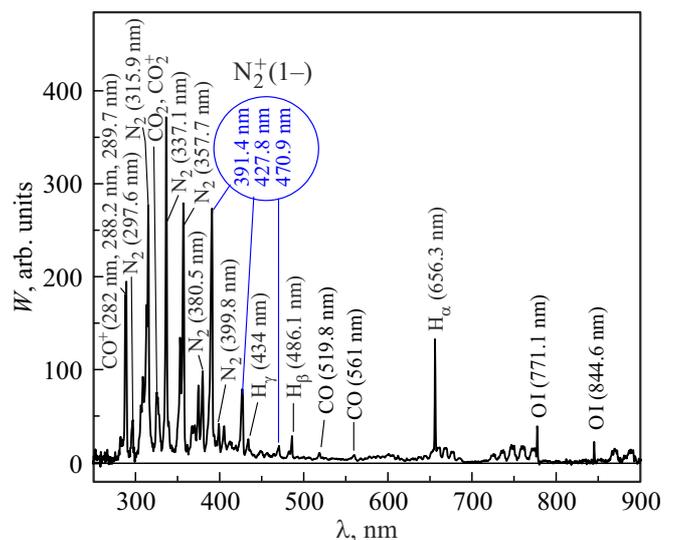


Рис. 5. Спектральное распределение энергии излучения плазмы в приэлектродной области II, на расстоянии 1 см от края электродов. Давление воздуха в трубке $p = 0.2\text{ Torr}$.

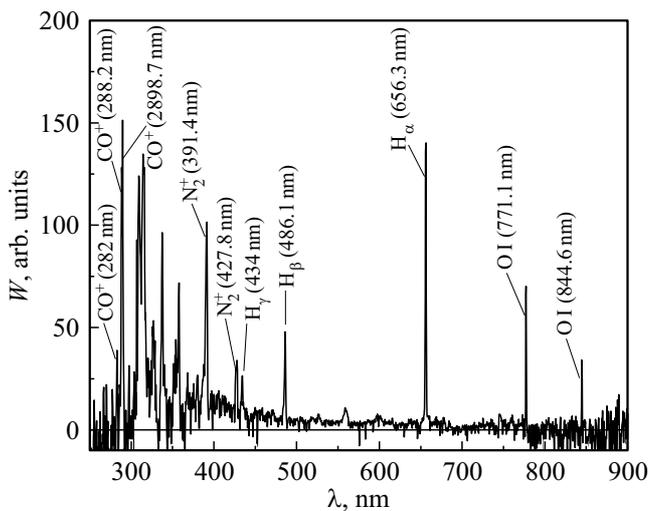


Рис. 6. Спектральное распределение энергии излучения плазмы из области I между электродами. Давление воздуха в трубке $p = 0.04$ Торг.

проявляется в экспериментально зарегистрированных спектрах излучения плазмы из приэлектродной (II) и межэлектродной (I) областей. Наличие в указанных областях разряда перечисленных выше полос и линий вполне объясняется увеличением в них приведенной напряженности электрического поля E/N (E — напряженность электрического поля, N — концентрация частиц) и, следовательно, электронной температуры T_e , что оказывает положительное влияние с точки зрения диссоциации молекул (например, CO_2 , O_2 , H_2O и N_2 с последующим возбуждением их атомарных состояний, а также молекулярных фрагментов), как, например, в случае молекулярного иона CO^+ .

Наибольшая спектральная плотность энергии излучения при низких давлениях может достигаться на $\lambda = 391.4$ nm молекулярного иона. На рис. 5 интенсивность излучения на указанной длине волны уступает по интенсивности лишь двум полосам ($\lambda = 337.1$ и 357.7 nm) системы $2+ \text{N}_2$, а при давлении 0.04 Торг ее W была наибольшей в диапазоне $\Delta\lambda = 200$ – 1100 nm. Необходимо отметить и тот факт, что при снижении давления воздуха в областях I и II наблюдается усиление излучения в диапазоне длин волн от 300 до 500 nm, которое имеет форму широкополосного континуума.

Спектр излучения плазмы разряда и области между электродами (область I) был подобен спектру излучения на расстоянии 1 см от них. Однако спектральная плотность энергии излучения системы $1-$, полос CO^+ и CO , а также линий атомарного водорода и кислорода по отношению к W полос систем $2+$ и $1+$ увеличилась. Причем это различие в значениях W увеличивалось с уменьшением давления (рис. 6).

В данном случае наибольшая спектральная плотность энергии излучения в диапазоне $\Delta\lambda = 200$ – 1100 nm, которая в области I при давлении 0.2 Торг имела место

для полосы системы $1- \text{N}_2^+$ с $\lambda = 391.4$ nm, стала наблюдаться для других спектральных компонент. Так, с уменьшением давления воздуха до 0.04 Торг в спектре излучения из области между электродами наибольшую W имели линия атомарного водорода H_α с $\lambda = 656.3$ nm и полоса иона оксида углерода CO^+ с $\lambda = 289.7$ nm.

Таким образом, экспериментально было установлено, что в широком диапазоне давлений воздуха цвет свечения плазмы разряда в струях остается красным и определяется излучением системы $1+ \text{N}_2$. Что касается приэлектродной и межэлектродной областей, где E/N гораздо выше, то для них вид эмиссионных спектров плазмы разряда заметно отличается. Стоит отметить и существенное влияние давления p (в частности, его снижение) на вид спектрального распределения энергии излучения плазмы из областей I и II.

Обсуждение полученных результатов

Вначале отметим, что на созданной экспериментальной установке формировался диффузный разряд (неравновесная низкотемпературная плазма). Диффузная форма разряда следует из его морфологии и спектрального состава излучения плазмы в широком диапазоне длин волн, в котором по интенсивности доминирует излучение системы $2+$ молекулярного азота. При искровых разрядах в воздухе и других газах визуально наблюдаются яркие каналы, а в спектре излучения регистрируется широкополосное излучение, по форме напоминающее планковское, на фоне которого проявляются ионные линии [22]. При диффузном разряде в воздухе и его смесях с гелием и аргоном, в том числе при возбуждении барьерным разрядом [23], наибольшую интенсивность имеют полосы системы $2+$. Кроме того, оценки, проведенные по методу Больцмана [24] для вращательного распределения азотной полосы с $\lambda = 337.1$ nm, показывают, что температура тяжелой компоненты плазмы T_g в данных условиях возбуждения в зависимости от местоположения в разрядной трубке варьирует в пределах 330 – 400 К. Наименьшая температура газа имеет место в диффузной струе, увеличиваясь в приэлектродной и межэлектродной областях.

Проведенные эксперименты показали, что в свечении плазмы изучаемого разряда можно выделить три основные области. Во всех областях при давлениях 9 – 0.04 Торг яркие каналы отсутствовали — как в области барьерного разряда между электродами (область разряда I), так и в двух других областях, которые располагались на малом (II) и большом (III) расстояниях от электродов. Часть области II в широком диапазоне условия остается темной и плавно переходит в область диффузной струи III. При давлениях выше 0.04 Торг часть области II имеет синий цвет, что может быть объяснено интенсивным излучением в данной области молекулярного иона азота и атомарного водорода, а также полосами молекул и ионов оксида и диокси-

да углерода (надежно идентифицируются по другим спектральным составляющим), которые характерны для данной спектральной области, но трудно различимы при имеющемся спектральном оборудовании. При давлении 0.04 Торг цвет областей II и III был одинаков (рис. 2, с).

Наибольший интерес с точки зрения моделирования атмосферных спрайтов представляет область III, которая в широком диапазоне давлений представляет собой ПДС красного цвета. Мы считаем, что формируемая в области III ПДС является следствием последовательного распространения в ней волн ионизации (стримеров), формируемых в зоне электродного узла. Длина ПДС зависит от давления воздуха в трубке и напряжения, прикладываемого к электродам. Кроме того, доказательством формирования стримеров, которые имеют форму струй преимущественно красного цвета, является их скорость, которая составляет сантиметры за наносекунду [18,19], и наблюдаемое в данной работе их распространение на большие расстояния от электродов.

Из эмиссионных спектров разрядной плазмы, регистрируемых из областей I и II, следует, что W на $\lambda = 391.4$ и 427.8 nm иона N_2^+ существенно возрастает, а, кроме того, возникают атомарные линии и молекулярные полосы составляющих воздуха и паров воды, что, в свою очередь, указывает на возможность в этих зонах их эффективной диссоциации, ионизации и возбуждения. Соответственно приведенная напряженность электрического поля E/N и, следовательно, температура электронов T_e в указанных областях разряда должны быть выше, чем в области III. Данное утверждение подтверждается оценками E/N методом, основанном на измерении соотношения $R_{391/337}$ и $R_{391/394}$ пиковых интенсивностей излучения полос молекулярного иона азота N_2^+ ($\lambda = 391.4$ nm) и молекулы азота N_2 ($\lambda = 337.1$ и 394.3 nm) [25]. В этом случае при помощи спектрометра HR4000 (OceanOptics Inc.) с известной спектральной чувствительностью и аппаратной функцией ~ 0.2 nm из различных зон разрядной трубки регистрировался эмиссионный спектр в диапазоне $\Delta\lambda = 300\text{--}400$ nm, на основе которого оценивались $R_{391/337}$ и $R_{391/394}$ и сопоставлялись с величинами E/N . Оценки показывают, что по мере продвижения от конца диффузной струи к межэлектродной области приведенная напряженность электрического поля меняет значение с ~ 250 до ~ 1000 Td, что однозначно указывает и на увеличение T_e в областях I и II. Так, в пределах ПДС T_e изменяется в диапазоне 2–4.5 eV. Стоит отметить, что измеряемые в эксперименте указанными выше методами значения электронной и газовой температур применялись для моделирования при помощи кода SPECAIR [26] эмиссионных спектров плазмы в области распространения волн ионизации в условиях эксперимента. Оцененные значения температур и приведенной напряженности электрического поля подтверждают вывод о распространении в области III волн ионизации. Для примера на рис. 7 представлен спектр излучения плазмы в диффузной

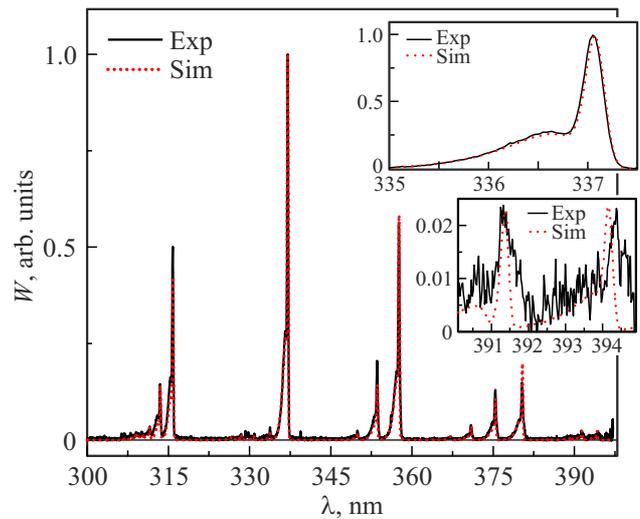


Рис. 7. Экспериментальный (Exp) и рассчитанный (Sim) при помощи кода SPECAIR эмиссионные спектры плазмы диффузной струи из области III на расстоянии 41 см от электродов в диапазоне длин волн $\Delta\lambda = 300\text{--}400$ nm. Давление воздуха в трубке $p = 0.2$ Торг. Электронная T_e , колебательная T_v , вращательная T_r и газовая T_g температуры, измеренные в эксперименте, составляли соответственно 3.7 eV, 3000 K, 350 K и 380 K.

струе на расстоянии 41 см от края электродов при давлении 0.2 Торг.

Получаемые экспериментально и моделированные спектры излучения для данной зоны разряда находятся в хорошем соответствии. Что касается приэлектродной и межэлектродной областей, то в этом случае работоспособность метода определения T_e [27] требует проверки, для чего потребуются дополнительные исследования. В данной работе расчеты параметров плазмы с применением кода SPECAIR для области разряда между электродами и у электродов не проводились. Более детальные измерения значений T_e и других основных плазменных параметров в данных условиях являются предметом самостоятельных исследований и отдельной публикации, в которой будут приведены временной ход напряжения, тока и оптических сигналов.

Изменение цвета спрайтов с красного на голубой происходит при давлениях воздуха ≥ 0.5 Торг [2,21]. На представленной в данной работе установке область распространения волн ионизации в исследуемом диапазоне давлений имела красный цвет, который сменялся синим в приэлектродной области II. Также отметим, что цвет спрайтов на представленных в литературе и сети Интернет фотографиях остается красным на высотах, которые соответствуют давлениям 0.5–3 Торг [28]. Можно предположить, что изменение цвета спрайтов при их приближении к Земле в первую очередь обусловлено изменением электрического поля в этой области. Как показано ранее [2,3,12,13], появление красных спрайтов обычно обусловлено предварительным пробоем между

положительно заряженными облаками и поверхностью Земли. За счет возвратного удара молния выносит отрицательный заряд к верхней части облаков и инициирует распространение спрайтов вниз. Электрическое поле после протекания тока молнии быстро изменяется. Это, как мы считаем, может приводить при максимальных значениях приведенного электрического поля E/N к изменению цвета спрайта с красного на голубой/синий. Далее за счет быстрого уменьшения E/N , а также за счет увеличения давления воздуха при приближении к Земле нижняя часть спрайта останавливается и затухает. На основании наблюдаемой разницы в цвете областей разряда II и III изменение цвета гигантских спрайтов с красного на голубой при приближении к Земле можно объяснить увеличением приведенной напряженности электрического поля в этой области. На минимальных высотах спрайта влияние на цвет его свечения также оказывает увеличение давления воздуха и связанное с этим увеличение W полос системы азота 2+ по сравнению с полосами системы 1+.

Наибольшие значения E/N реализуются в межэлектродном зазоре (область I), что следует из высоких значений W линий водорода, кислорода и молекулярных полос примесей воздуха (рис. 6), а также из конструкции данной установки. В области I также реализуются наибольшие удельные энерговыходы. Это приводит к диссоциации молекул, входящих в состав воздуха, в том числе паров воды. Отметим, что в работе [29] при возбуждении тлеющим разрядом воздуха низкого давления влияние его влажности на спектр излучения при $p = 7$ Торг не было зарегистрировано, а атомарная линия водорода H_{α} при $p = 7$ Торг имела малую интенсивность.

Изменение цвета разряда во всех областях (рис. 2, с) при низких давлениях воздуха связано с увеличением E/N за счет уменьшения концентрации частиц N и соответственно средней температуры электронов. В этих условиях возрастает скорость диссоциации молекул, входящих в состав воздуха и адсорбированных на стенках камеры, а также их возбуждение и ионизация. Число излучающих атомов и ионов увеличивается, что приводит к регистрации широкого спектра излучения плазмы в диапазоне длин волн $\Delta\lambda = 300\text{--}500$ нм. Из-за появления большого числа новых линий и полос, а также из-за увеличения T_e полосы системы азота 1+ перестают определять цвет разряда. При проверочном эксперименте и замене воздуха азотом высокой чистоты (99.999%) в спектре излучения остаются полосы систем азота 2+, 1+ и 1-, а их поведение с изменением давления сохраняется. Однако линии атомарного водорода и кислорода, а также полосы молекул и ионов угарного газа и углекислоты исчезают.

Заключение

Проведенные исследования спектров излучения стримерного разряда, инициируемого барьерным импульсно-

периодическим разрядом при давлениях атмосферного воздуха 0.01–10 Торг, показали, что цвет излучения может как соответствовать наблюдаемому и фотографируемому излучению красных спрайтов, так и изменяться в зависимости от приведенной напряженности электрического поля и давления. При увеличении приведенной напряженности электрического поля наряду с излучением первой и второй положительных систем азота заметный вклад в спектральное распределение энергии излучения начинают давать вначале полосы первой отрицательной системы молекулярного иона азота, причем наибольшая спектральная плотность энергии в диапазоне длин волн 200–1100 нм может регистрироваться на $\lambda = 391.4$ нм. Дальнейшее увеличение приведенной напряженности электрического поля за счет уменьшения давления воздуха приводит к изменению цвета разряда и вида эмиссионных спектров разрядной плазмы. Так, при давлении 0.04 Торг в межэлектродной области наибольшая мощность излучения плазмы регистрируется на атомарной линии водорода 656.3 нм. Кроме того, увеличение приведенной напряженности электрического поля и уменьшение давления воздуха дают увеличение интенсивности излучения в диапазоне 300–700 нм. Цвет наблюдаемого и фотографируемого излучения в этих условиях становится близким к белому.

Важная особенность изменения цвета и спектра разряда регистрируется на малых расстояниях от электродов в области повышенных значений приведенной напряженности электрического поля. Цвет разряда визуально и на фотографиях становится синим/голубым, а в спектре появляются интенсивные полосы молекулярного иона азота (391.4 и 427.8 нм) и линии атомов водорода (434 и 486.1 нм). Как известно, у части спрайтов при приближении их фронта к верхней границе облаков также изменяется цвет с красного на синий.

Предполагаем, что полученные результаты и созданная установка будут полезны для изучения красных спрайтов и других ТСЯ.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Д.С. Печеницину за разработку импульсно-периодического источника напряжения.

Финансирование работы

Данное исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Соглашения № 075-15-2021-1026 от 15.11.2021.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] C.J. Rodger. *Rev. Geophys.*, **37** (3), 317 (1999).
- [2] V.P. Pasko. *Plasma sources science and technology*, **16**, S13 (2007). DOI: 10.1088/0963-0252/16/1/S02
- [3] J. Qin, V.P. Pasko, M.G. McHarg, H.C. Stenbaek-Nielsen. *Nature commun.*, **5** (1), 1 (2014). DOI: 10.1038/ncomms4740
- [4] C.L. Kuo, E. Williams, T. Adachi, K. Ihaddadene, S. Celestin, Y. Takahashi, R.R. Hsu, H.U. Frey, S.B. Mende. *Front. Earth Sci.*, **9**, 1102 (2021). DOI: 10.3389/feart.2021.687989
- [5] S. Nnadih, M. Kosch, J. Mlynarczyk. *J. Atmosph. Solar-Terr. Phys.*, **225**, 105760 (2021). DOI: 10.1016/j.jastp.2021.105760
- [6] M. Singh, P.K. Sharma, P.P. Pathak. *J. Electromag. Analys. Appl.*, **14** (3), 31 (2022). DOI: 10.4236/jemaa.2022.143003
- [7] D.D. Sentman, E.M. Wescott. *Geophys. Res. Lett.*, **20** (24), 2857 (1993).
- [8] D.D. Sentman, E.M. Wescott, D.L. Osborne, D.L. Hampton, M.J. Heavner. *Geophys. Res. Lett.*, **22** (10), 1205 (1995).
- [9] G.K. Garipov, B.A. Khrenov, P.A. Klimov, V.V. Klimenko, E.A. Mareev, O. Martines, E. Mendoza, V.S. Morozenko, M.I. Panasyuk, I.H. Park, E. Ponce, L. Rivera, H. Salazar, V.I. Tulupov, N.N. Vedenkin, I.V. Yashin. *J. Geophys. Res.: Atmosph.*, **118** (2), 370 (2013). DOI: 10.1029/2012JD017501
- [10] T. Neubert, N. Østgaard, V. Reglero, O. Chanrion, C.A. Oxborrow, A. Orr, M. Tacconi, O. Hartnack, D.D. Bhandar. *Space Sci. Rev.*, **215** (2), 1 (2019). DOI: 10.1007/s11214-019-0592-z
- [11] R.A. Marshall, U.S. Inan. *Radio Science*, **41**, RS6S43 (2006). DOI: 10.1029/2005RS003353
- [12] T. Kanmac, H.C. Stenbaek-Nielsen, M.G. McHarg, R.K. Haaland. *J. Phys. D.*, **45** (27), 275203 (2012). DOI: 10.1088/0022-3727/45/27/275203
- [13] U. Ebert, S. Nijdam, C. Li, A. Luque, T. Briels, E. van Veldhuizen. *J. Geophys. Res.: Space Phys.*, **115**, A00E43 (2010). DOI: 10.1029/2009JA014867
- [14] J. Qin, S. Celestin, V.P. Pasko, S.A. Cummer, M.G. McHarg, H.C. Stenbaek-Nielsen. *Geophys. Res. Lett.*, **40** (17), 4777 (2013). DOI: 10.1002/grl.50910
- [15] E. Williams, M. Valente, E. Gerken, R. Golka. *Sprites, Elves and Intense Lightning Discharges* (Springer, Dordrecht, 2006), p. 237–251.
- [16] V.F. Tarasenko, E.A. Sosnin, V.S. Skakun, V.A. Panarin, M.V. Trigub, G.S. Evtushenko. *Physics of Plasmas*, **24** (4), 043514 (2017). DOI: 10.1063/1.4981385
- [17] В.С. Кузнецов, Э.А. Соснин, В.А. Панарин, В.С. Скакун, В.Ф. Тарасенко. *Опт. и спектр.*, **125** (3), 311 (2018). DOI: 10.21883/OS.2018.09.46543.119-18 [V.S. Kuznetsov, E.A. Sosnin, V.A. Panarin, V.S. Skakun, V.F. Tarasenko. *Opt. Spectrosc.*, **125** (3), 324 (2018). DOI: 10.1134/S0030400X18090175].
- [18] V. Tarasenko, N. Vinogradov, E. Baksht, D. Sorokin. *J. Atmosph. Sci. Res.*, **05** (03), 26 (2022). <https://doi.org/10.30564/jasr.v5i3.4858>
- [19] Е.Х. Бакшт, Н.П. Виноградов, В.Ф. Тарасенко. *Оптика атмосферы и океана*, **35** (9), 777 (2022). DOI: 10.15372/AOO20220911.
- [20] E.E. Remsberg, B.T. Marshall, M. Garcia-Comas, D. Krueger, G.S. Lingenfelter, J. Martin-Torres, M.G. Mlyneczak, J.M. Russell III, A.K. Smith, Y. Zhao, C. Brown. *J. Geophys. Res.: Atmosph.*, **113**, D17101 (2008). DOI: 10.1029/2008JD010013
- [21] E.R. Williams. *Phys. Today*, **54** (11), 41 (2001).
- [22] T. Shao, V.F. Tarasenko, C. Zhang, M.I. Lomaev, D.A. Sorokin, P. Yan, A.V. Kozyrev, E.Kh. Baksht. *J. Appl. Phys.*, **111** (2), 023304 (2012). DOI: 10.1063/1.3677951
- [23] А.А. Генерал. *Опт. и спектр.*, **127** (5), 716 (2019). DOI: 10.21883/OS.2019.11.48504.41-19 [A.A. Heneral. *Opt. Spectrosc.*, **127** (5), 778 (2019). DOI: 10.1134/S0030400X19110092].
- [24] D.M. Philips. *J. Phys. D.*, **9** (3) 507 (1975). DOI: 10.1088/0022-3727/9/3/017
- [25] P. Paris, M. Aints, F. Valk, T. Plank, A. Haljaste, K.V. Kozlov, H.-E. Wagner. *J. Phys. D.*, **38** (21), 3894 (2005). DOI: 10.1088/0022-3727/38/21/010
- [26] C.O. Laux. *Radiation and Nonequilibrium Collisional-Radiative Models. In: Physico-Chemical of High Enthalpy and Plasma Flows.* von Karman Institute Lecture Series 2002–2007. Fletcher D, Carbonnier J-M, Sarma GSR, Magin T. Eds. (Rhode Saint Genése, Belgium, 2002).
- [27] N. Britun, M. Gaillard, A. Ricard, Y.M. Kim, K.S. Kim, J.G. Han. *J. Phys. D.*, **40** (4) 1022 (2007). DOI: 10.1088/0022-3727/40/4/016
- [28] Facebook. Available online: <http://www.facebook.com/frankie.lucena.1> (accessed on 01.11.2021).
- [29] Y. Goto, Y. Ohba, K. Narita. *J. Atmosph. Electr.*, **27** (2), 105 (2007).