01

# Прогнозирование спектров излучения красных спрайтов, используя их миниатюрные аналоги и расчеты кинетических процессов

© В.Ф. Тарасенко[1,2], А.С. Кириллов[2]

[1] Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия
[2] Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия

e-mail: kirillov@pgia.ru

Поступила в редакцию 14.12.2025 г.
В окончательной редакции 16.02.2026 г.
Принята к публикации 01.03.2026 г.

Предложено получать предварительную информацию о спектрах излучения красных спрайтов при высоком разрешении в различных диапазонах, используя их лабораторные аналоги — плазменные диффузные струи (ПДС). Для обоснования прогнозов о спектрах излучения красных спрайтов экспериментально измеренные излучательные характеристики ПДС сравнивались с данными расчетов. При этом использовалась модель, описывающая кинетические процессы с участием электронно-возбужденных состояний $N_2$ и $N_2^+$ в смеси газов $N_2$ и $O_2$. Проведено сравнение теоретически рассчитанных и экспериментально измеренных отношений спектральных плотностей излучения десяти полос красного и инфракрасного диапазонов спектра свечения молекулярного азота (первая положительная система) к плотностям излучения ультрафиолетовой полосы $N_2$ (вторая положительная система) и ультрафиолетовой полосы $N_2^+$ (первая отрицательная система) при давлениях среды 0.03–1 Torr.

**Ключевые слова:** спектры излучения, плазменные диффузные струи, красные спрайты, теория и эксперимент.

DOI: 10.61011/OS.2026.03.62769.8888-25

## Введение

К настоящему времени получена обширная информация о транзиентных световых явлениях (ТСЯ, transient luminous events) [1,2], излучение которых обусловлено высотными разрядами над грозовыми облаками. Благодаря исследованиям разрядов в мезосфере и стратосфере с самолетов, спутников и Международной космической станции, а также в наземных лабораториях, накоплены сведения о форме и природе ТСЯ [1–4]. Зарегистрировано излучение красных спрайтов [5,6], разнообразных голубых струй [7,8], эльфов и гало [1–3]. Однако определение спектров излучения красных спрайтов, которые являются наиболее изученными, и других ТСЯ весьма сложны. Эти разряды наблюдаются на высотах над уровнем моря 40–100 km преимущественно над грозовыми облаками, которые экранируют оптическое излучение. Соответственно красные спрайты можно наблюдать с Земли на больших расстояниях от их места появления или в горах. При этом необходимо учитывать поглощение излучения в атмосфере Земли, которое увеличивается у ее поверхности [9]. Измерения, полученные с самолетов, спутников и Международной космической станции, позволяют расширить получаемую информацию, но требуют больших материальных затрат. Кроме того, хотя красные спрайты появляются над грозовыми облаками после положительных молний, достигающих поверхности Земли, время этих разрядов и место, а также их форма нестабильны и изменяются от импульса к импульсу [6].

Несмотря на все эти трудности, продолжаются работы, в которых, в частности, изучаются спектры излучения красных спрайтов. В первых работах [10,11] было показано, что красный цвет спрайтов обусловлен излучением полос первой положительной системы азота (1+):

$$N_2(B^3\Pi_g, \nu') \rightarrow N_2(A^3\Sigma_u^+, \nu'') + h\nu_{1+}. \qquad (1)$$

В работах [12–15] сообщалось об отличиях спектров излучения на различных высотах и из различных частей красных спрайтов — стримеров, распространяющихся как вниз к поверхности Земли, так и вверх, областей яркого свечения (columnar glow), отдельных ярких точек (beads). Однако известные к настоящему моменту данные получены со сравнительно малым спектральным разрешением, а также в ограниченных спектральных диапазонах. Поэтому представляет практический интерес создание миниатюрного аналога красных спрайтов, а также других ТСЯ и изучение в лаборатории их свойств. Такие исследования начались сразу после открытия красных спрайтов и продолжаются в настоящее время. В большинстве известных работ используется разряд, имеющий контакт с металлическими электродами [16]. Также моделируют стримерные разряды в виде струи с применением высоковольтного электрода с малым радиусом кривизны [17,18]. Хотя в атмосферных ТСЯ

металлические электроды отсутствуют. В работе [19] для формирования миниатюрных красных спрайтов без контакта с металлическим электродом была использована диэлектрическая пленка, поверхность которой заряжалась при коронном разряде. Затем камера откачивалась и при давлении воздуха, соответствующем высотам над уровнем моря 51–68.3 km, в ряде опытов возникали два вида протяженных разрядов. Один из них имел длину около 10 cm и напоминал по форме спрайт. Спектры излучения измерялись на отдельных длинах волн в широком диапазоне давлений. Были зарегистрированы отдельные участки полос как 1+, так и 2+ систем молекулярного азота:

$$N_2(C^3\Pi_u, \nu') \rightarrow N_2(B^3\Pi_g, \nu'') + h\nu_{2P+}, \qquad (2)$$

а также полосы Мейнела (M) и системы 1− иона молекулярного азота:

$$N_2^+(A^2\Pi_u, \nu') \rightarrow N_2^+(X^2\Sigma_g^+, \nu'') + h\nu_M, \qquad (3)$$

$$N_2^+(B^2\Sigma_u^+, \nu') \rightarrow N_2^+(X^2\Sigma_g^+, \nu'') + h\nu_{1-}. \qquad (4)$$

Однако соотношение спектральных плотностей энергии $W$ между отдельными полосами не определялось, и данные о влиянии давления на $W$ не изучались.

Существенно больше информации о спектрах излучения было получено в работах [20–24] при использовании плазменных диффузных струй (ПДС), миниатюрных аналогов красных спрайтов. Плазменные диффузные струи инициировались плазмой барьерного разряда за счет положительных и отрицательных стримеров. Изучение ПДС при различных давлениях, генераторах высоковольтных импульсов и конструкциях разрядных камер позволило воспроизвести в лаборатории ряд свойств красных спрайтов, в первую очередь столбчатых (скорость фронта спрайта, цвет разряда и другие характеристики). В работах [21,24] были зарегистрированы спектры излучения аналогов красных спрайтов в видимой, ультрафиолетовой, инфракрасной и вакуумной ультрафиолетовой областях спектра. Однако в получаемых спектрах соотношения между отдельными полосами систем азота 1+ и 2+, а также 1+ и 1− не определялись. Кроме того, в работах [21,24] не проводилось сравнение экспериментальных данных с результатами теоретического моделирования кинетических процессов.

Цель настоящей работы — показать, что с помощью ПДС можно предсказывать спектры излучения красных спрайтов в различных условиях, в том числе из их отдельных частей. Для доказательства данного утверждения было проведено сравнение экспериментальных отношений спектральных плотностей энергии излучения и соответствующих величин, полученных в результате моделирования. Расчеты проводились по модели кинетических процессов с участием электронно-возбужденных молекул $N_2$ и $N_2^+$, созданной на основе модели кинетики молекулярного азота на высотах высокоширотной верхней атмосферы во время высыпания высокоэнергетичных электронов [25,26].

## Экспериментальная установка и методики измерений

Регистрация спектров излучения аналогов красных спрайтов проводилась на установке, аналогичной описанным в работах [20–24]. Плазменные диффузные струи, миниатюрные аналоги красных столбчатых спрайтов, формировались в кварцевых трубках при инициирующем пробое за счет емкостного разряда между внешними кольцевыми электродами шириной 1 cm из фольги. Фотография разряда в кварцевой трубке, полученная с использованием базовой установки для исследования свойств ПДС, показана на рис. 1.

Разряд формировался в трубке *2* из кварца GE214 с внутренним диаметром 5 cm и толщиной стенки 2.5 mm при подключении к внешним кольцевым электродам *3, 4* высоковольтного генератора с амплитудой импульсов напряжения в отсутствие пробоя $U \sim 10$ kV. Высоковольтный и заземленный электроды, а также их полярность можно было изменять. Расстояние между электродами *3, 4* равнялось 6 cm. В импульсно-периодическом режиме ($f = 21$ kHz) при длительности импульса напряжения на полувысоте $\sim 1.5\,\mu$s напряжение уменьшалось до $\sim 7$ kV. Длительности фронта и спада напряжения были примерно одинаковы и в режиме формирования ПДС равнялись $\sim 350$ ns. Отметим, что после окончания основного импульса напряжения ток разряда продолжался в колебательном режиме примерно до $5\,\mu$s. При этом в противофазе с током наблюдались импульсы напряжения синусоидальной формы с амплитудой, которая составляла не более 20 % от максимальной. Излучение выводилось через боковую стенку кварцевой трубки и могло регистрироваться на разных расстояниях от электродов и между ними.

В данных экспериментах основное внимание было уделено измерению спектров излучения на расстоянии 11 cm справа от высоковольтного электрода *4* отрицательной полярности. Начиная с расстояния $\sim 6$ cm от его правой кромки, параметры излучения ПДС стабилизировались. При этом температура электронов с удалением от высоковольтного электрода на $\sim 10$ cm существенно не изменялась и была обусловлена распространением стримеров (рис. 10 в работе [22]).

Спектры излучения регистрировались через боковую стенку кварцевой трубки спектрометром HR2000+ES производства OceanOptics Inc., который был оснащен световодом. Чувствительность спектрометра и пропускание световода в диапазоне 250–1000 nm были известны. Спектральное разрешение оптической системы было не хуже 0.9 nm. Регистрация спектров излучения, а также фотографирование свечения разрядной плазмы проводились в темноте. Кварцевая трубка заполнялась лабораторным воздухом, относительная влажность которого составляла $\approx 25$ %.

## Теоретическая модель

Для исследования свойств спрайтов и лабораторных импульсных разрядов разработана модель кинетических процессов с участием электронно-возбужденных состояний $N_2$ и $N_2^+$ в смеси газов $N_2$ и $O_2$, созданная на основе модели кинетики молекулярного азота на высотах высокоширотной верхней атмосферы [25,26]. При расчетах скоростей возбуждения различных колебательных уровней пяти триплетных состояний $N_2$ электронами стримеров разряда учтены следующие процессы электронного возбуждения:

$$e + N_2(X^1\Sigma_g^+, \nu = 0) \rightarrow$$

$$N_2(A^3\Sigma_u^+, B^3\Pi_g, W^3\Delta_u, B'^3\Sigma_u^-, C^3\Pi_u; \nu') + e. \qquad (5)$$

При этом рассмотрены следующие колебательные уровни указанных триплетных состояний: $A^3\Sigma_u^+(\nu' = 0{-}29)$, $B^3\Pi_g(\nu' = 0{-}18)$, $W^3\Delta_u(\nu' = 0{-}21)$, $B'^3\Sigma_u^-(\nu' = 0{-}15)$, $C^3\Pi_u(\nu' = 0{-}4)$. Поскольку между учитываемыми состояниями происходят излучательные переходы, то кроме спонтанных переходов (1) и (2) с излучением полос 1+ и 2+ необходимо еще учесть излучение полос Ву-Бенеша (переход $W^3\Delta_u, \nu' \leftrightarrow B^3\Pi_g, \nu''$) и полос послесвечения (переход $B'^3\Sigma_u^+, \nu' \leftrightarrow B^3\Pi_g, \nu''$), а также спонтанные переходы $A^3\Sigma_u^+, \nu' \rightarrow X^1\Sigma_g^+, \nu''$ (полосы Вегарда-Каплана) [27].

Кроме того, теоретическая модель включает кинетику триплетных ($A^3\Sigma_u^+$, $B^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u$, $B'^3\Sigma_u^-$, $C^3\Pi_u$) состояний $N_2$ с учетом неупругих столкновительных процессов:

$$N_2(Y, \upsilon') + N_2, O_2 \rightarrow N_2(B^3\Pi_g, \nu'') + N_2, O_2, \qquad (6a)$$

$$N_2(B^3\Pi_g, \nu') + N_2, O_2 \rightarrow N_2(Y; \nu'') + N_2, O_2, \qquad (6b)$$

где $Y = A^3\Sigma_u^+$, $W^3\Delta_u$, $B'^3\Sigma_u^-$ и

$$N_2(Y, \nu') + N_2(X^1\Sigma_g^+, \nu = 0) \rightarrow$$

$$N_2(X^1\Sigma_g^+, \nu^* \geq 0) + N_2(Z, \nu''), \qquad (7a)$$

$$N_2(Y, \nu') + O_2(X^3\Sigma_g^-, \nu = 0) \rightarrow N_2^{**} + O_2^{**}(O + O), \qquad (7b)$$

где Y, $Z = A^3\Sigma_u^+, B^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u, B'^3\Sigma_u^-$; $N_2^{**}, O_2^{**}$ обозначают электронно- или колебательно-возбужденные молекулы, причем во время процесса (7b) может произойти возбуждение отталкивательного состояния $O_2$ с диссоциацией молекулы и образованием двух атомов кислорода. В отличие от высот верхней атмосферы на высотах свечения спрайтов столкновительное время жизни молекулы $N_2(C^3\Pi_u)$ становится сравнимым с излучательным, $\tau_C \sim 40$ ns, поэтому необходимо учитывать неупругие столкновения $N_2(C^3\Pi_u)$ с молекулами $N_2$ и $O_2$. В случае столкновений с $N_2$ константы гашения учитываются согласно [28], в случае столкновений с $O_2$ — согласно [29].

Кроме триплетных состояний при модельных расчетах учитываются процессы возбуждения дублетного состояния $B^2\Sigma_u^+$ иона молекулярного азота $N_2^+$ электронами стримеров разряда:

$$e + N_2(X^1\Sigma_g^+, \nu = 0) \rightarrow N_2^+(B^2\Sigma_u^+, \nu') + 2e. \qquad (8)$$

Для иона $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ аналогично $N_2(C^3\Pi_u)$ учитываются неупругие столкновения с молекулами $N_2$ и $O_2$. В случае столкновений с $N_2$ и $O_2$ константы гашения учитываются согласно [30]. Данная модель позволяет рассчитывать интенсивности свечения полос первой (1+) и второй (2+) положительных систем молекулярного азота и первой отрицательной (1−) системы в смеси $N_2$ и $O_2$ газов при электрических разрядах.

Для расчета скоростей возбуждения электронно-возбужденных состояний молекулярного азота высокоэнергетичными электронами во время разрядов воспользуемся результатами работы [31] по расчету функции распределения электронов разряда. Согласно [31], при продолжительности импульса $\tau \sim 5\,\mu$s и приведенном электрическом поле $\sim 400$ Td переходный процесс установления функции распределения достаточно быстрый и составляет порядка 100 ns. При этом после переходного процесса средняя энергия электронов разряда порядка 8 eV практически на протяжении всего импульса.

Скорости возбуждения различных триплетных состояний молекулярного азота (5) и дублетного состояния $B^2\Sigma_u^+$ иона $N_2^+$ (8) определяются усреднением сечений возбуждения с учетом функции распределения по скоростям $\langle\sigma(\nu)\nu\rangle$, где $\sigma$ — сечение возбуждения согласно [32] и $\nu$ — скорость электронов. Для энергий от 0 до 20 eV функция распределения, согласно [31], близка к максвелловскому виду. С дальнейшим ростом энергии она постепенно отклоняется от максвелловского распределения. Поскольку максимумы сечения возбуждения триплетных состояний $N_2$ высокоэнергетичными электронами располагаются в области 10−20 eV [32], использование в расчетах максвелловского распределения практически не искажает результаты расчета скоростей возбуждения этих триплетных состояний молекулярного азота $N_2$.

Для дублетного состояния $B^2\Sigma_u^+$ иона $N_2^+$ рассчитанные скорости возбуждения высокоэнергетичными электронами для интервалов энергии 0−-40 eV и 0−1000 eV при максвелловском распределении частиц по энергии со средней энергией 4, 6, 8, 10 eV дают незначительные расхождения — менее 1, 5, 15, 28 % соответственно, что связано с резким уменьшением значений функции распределения с ростом энергии. Поэтому в своих расчетах мы используем максвелловское распределение по энергии электронов разряда со средними энергиями 3, 4, 6, 10 eV. Кроме того, при расчетах полагалось, что концентрация электронов порядка характерных концентраций в Е-области ионосферы: $N_e = 10^5\,\mathrm{cm}^{-3}$. Однако выбор данной величины никак не сказывается на результатах расчета отношения спектральных плотностей энергии

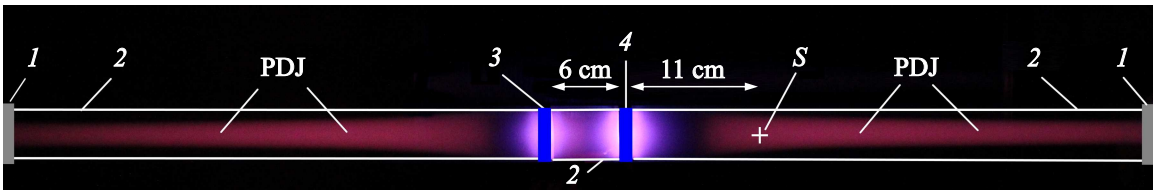



**Рис. 1.** Фотографии излучения разряда в прозрачной трубке при отрицательной полярности импульсов напряжения генератора G2. *1* — торцевые фланцы из капролона, *2* — кварцевая трубка, *3* — заземленный электрод, *4* — высоковольтный электрод, PDJ — плазменная диффузная струя ПДС, *S* — область разряда, из которой регистрировались спектры излучения. Частота следования импульсов напряжения 21 kHz, давление воздуха 0.4 Torr. Штуцер для откачки и напуска газа не показан.

излучения $W$ полос систем 1+, 2+, 1− молекулы $N_2$ и иона $N_2^+$.

## Результаты

Спектры излучения регистрировались при различных давлениях воздуха на удалении от высоковольтного электрода (рис. 1). Для сравнения экспериментальных и расчетных данных были взяты две серии измерений, каждая из которых включала по шесть значений давления. В первой серии спектральные плотности энергии излучения были зарегистрированы при давлениях 1, 0.4, 0.1, 0.07, 0.05, 0.03 Torr, а во второй — при давлениях 3, 1, 0.4, 0.2, 0.08, 0.04 Torr. В обеих сериях спектры излучения регистрировались на расстоянии 11 cm от высоковольтного электрода. В этой области (точка *S* на рис. 1) и далее, как мы уже отмечали, формировалась сравнительно однородная ПДС. Ее диаметр при удалении от электродов уменьшался, но цвет разряда сохранялся.

Изучение зависимости спектра излучения от области его измерения проводилось ранее. Полученные результаты приведены в работе [22]. Было показано, что в области у электродов и между электродами отношение $E/N$ ($E$ — напряженность электрического поля, $N$ — концентрация частиц газа) увеличивается, что приводит к увеличению интенсивности излучения в УФ-области спектра на полосах систем 2+ и 1− азота. При этом цвет разряда изменяется — в нем появляется голубой оттенок, а вблизи электродов цвет разряда становится белым (свечение у электродов на рис. 1). В области распространения ПДС при удалении от электродов значение $E/N$ уменьшалось, соответственно уменьшалась температура электронов. Это влияло на спектр излучения, следовательно, и на цвет разряда. Отношение между спектральными плотностями энергии излучения полос 1+ и 2+ молекулярного азота в ПДС при удалении от электродов существенно не изменялось.

Подробное сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов было приведено для спектров излучения, которые были зарегистрированы в первой серии. Данные, полученные во второй серии при тех же давлениях и прочих равных условиях, совпадали с данными первой серии. Отметим, что запись одного

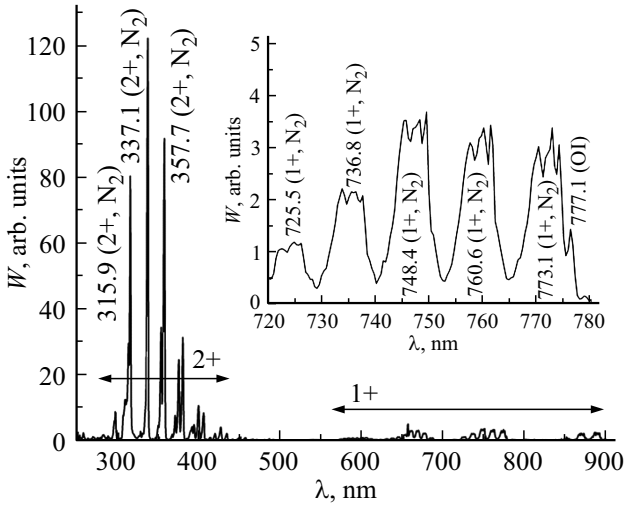



**Рис. 2.** Спектр излучения воздуха при давлении 0.4 Torr из области *S* ПДС шириной 1 cm, экспозиция 5 s, на вставке подробно представлен спектр излучения в области 720–780 nm.

спектра излучения в диапазоне длин волн 250–1000 nm осуществлялась за 105 000 импульсов (время экспозиции 5 s). Это определяло получения спектра излучения на различных участках в идентичных условиях и позволяло иметь малый разброс в значениях отношений спектральных плотностей энергий полос 1+ азота и полос 2+ и 1−, который при повторении измерений в каждой из областей спектра не превышал 5 %. Примеры спектров излучения для трех различных давлений приведены на рис. 2–4.

На рис. 2 видно, что основной вклад в спектральную плотность энергии излучения $W$ дают полосы систем 2+ и 1+ молекулы азота. В излучении красных спрайтов, как известно [3,9], также регистрировалось излучение в УФ-, видимой и ИК-областях спектра. Пиковые значения $W$ у ультрафиолетовых полос 2+ были выше, однако видимый красный цвет ПДС определяют полосы 1+. Кроме того, начиная с давления воздуха 0.4 Torr при его относительной влажности $\sim 25$ %, появляется линия $H_\alpha$ атомарного водорода с длиной волны 656.3 nm. Ее появление было обусловлено наличием в воздухе паров воды. С увеличением давления ($\sim 1$ Torr и более) линия $H_\alpha$ при неизменной относительной влажности воздуха

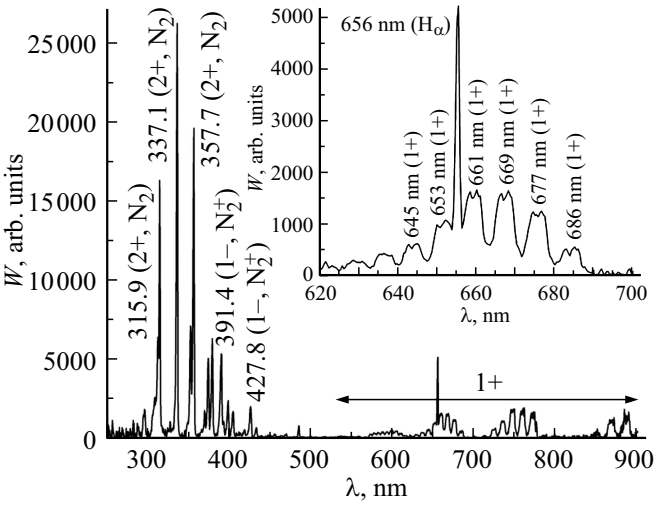



**Рис. 3.** Спектр излучения воздуха при давлении 0.1 Torr из области *S* ПДС шириной 1 cm, экспозиция 5 s, на вставке подробно представлен спектр излучения в области 620–700 nm.

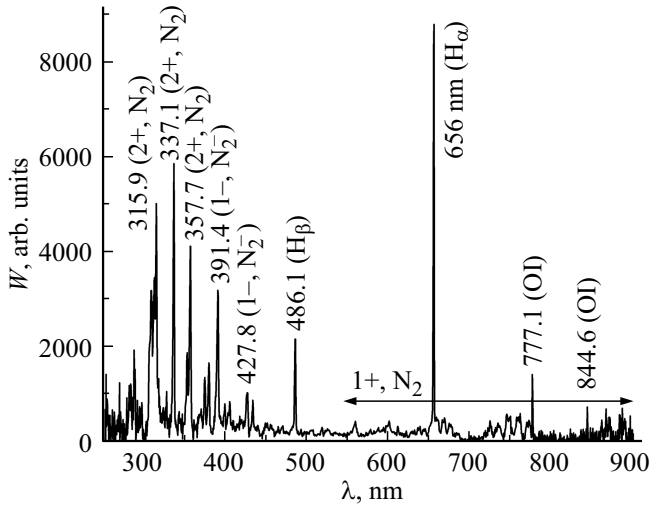



**Рис. 4.** Спектр излучения воздуха при давлении 0.03 Torr из области *S* ПДС шириной 1 cm, экспозиция 5 s.

не регистрировалась. С уменьшением относительной влажности при давлениях 0.4 Torr, а также ниже интенсивность линии $H_\alpha$ уменьшалась. В сухом воздухе эта линия в спектре излучения отсутствовала. Отметим, что появление линии $H_\alpha$ не оказывало заметного влияние на соотношение между значениями $W$ полос 1+ и 2+ азота.

При уменьшении давления воздуха в кварцевой трубке на порядок напряжение между электродами *3, 4* изменялось не более чем на 20 %. Это приводило к увеличению приведенной напряженности электрического поля и появлению полос первой отрицательной системы иона азота с длинами волн 391.4 и 427.7 nm, а также увеличивалась интенсивность линии $H_\alpha$. Эти тенденции иллюстрирует рис. 3. На рис. 3 хорошо видно, что уменьшение давления воздуха привело к появлению полос излучения системы 1– молекулярного иона азота. Также при этом увеличились значения $W$ линии водорода $H_\alpha$ и отношения спектральных плотностей энергии полос $W_{1+}/W_{2+}$. Конкретные значения отношений $W$ десяти полос 1+ к $W$ полос 2+ и 1– будут приведены ниже при сравнении результатов эксперимента и расчета.

Дальнейшее уменьшение давления приводит к сохранению этих тенденций. Отношение спектральных плотностей энергии полос $W_{1+}$ и $W_{2+}$ увеличивается. Также увеличивается интенсивность излучения линии водорода $H_\alpha$ и становится заметной линия атома водорода $H_\beta$. Спектр излучения при давлении воздуха 0.03 Torr, которое соответствует высоте над уровнем моря 73 km, приведен на рис. 4.

С уменьшением давления возросла относительно полос 2+ и 1+ спектральная плотность энергии полос первой отрицательной системы молекулярного иона азота $W_{1-}$. Также возросли интенсивности излучения $H_\alpha$ и континуума, который хорошо заметен в видимой и ультрафиолетовой областях спектра при низких давлениях воздуха, содержащего пары воды (рис. 4). Ранее подобный континуум регистрировался в работе [22] (рис. 5, 6). Причем при регистрации континуума в условиях низких давлений цвет разряда становился белым (рис. 2, *c* в работе [22]). Мы предполагаем, что изменение цвета разряда обусловлено излучением на переходе $H_2(a^3\Sigma_g^+) \rightarrow H_2(b^3\Sigma_u^+)$ молекул водорода, который нарабатывается в результате диссоциации паров воды. В данных экспериментах относительная влажность воздуха составляла около 25 %. Исследование излучения широкополосного континуума мы планируем провести в следующей работе. Кроме того, в спектре излучения воздуха, содержащего пары воды, появились линии атомарного кислорода с длинами волн 777.1 и 844.6 nm. Возбужденные атомы кислорода также могут появляться в результате диссоциации паров воды.

В работе [33] было проведено сравнение экспериментально измеренных и теоретически рассчитанных отношений спектральных плотностей энергии излучения полос 669 и 748 nm системы 1+ молекулярного азота $W_{1+}$ к $W_{2+}$ на длине волны 337 nm. Аналогично отношение $W_{1+}/W_{2+}$ для (1+)-полос 661, 669, 748, 761 nm и (2+)-полос 316, 337 nm было представлено в [34].

В настоящей работе, используя полученные спектры излучения $N_2$, были определены отношения спектральных плотностей энергии излучения 1+ полос молекулярного азота $W_{1+}$ на длинах волн 645, 653, 661, 669, 677, 686, 737, 748, 761, 773 nm к $W_{2+}$ на длине волны 337 nm и к $W_{1-}$ на длине волны 391 nm. Эти отношения также были рассчитаны по теоретической модели, описанной выше. Далее было проведено сравнение экспериментально измеренных и теоретически рассчитанных отношений $W_{1+}/W_{2+}$ и $W_{1+}/W_{1-}$ для рассмотренного диапазона давлений. Результаты такого сравнения для $W_{1+}/W_{2+}$ показаны на рис. 5, для $W_{1+}/W_{1-}$ — на рис. 6 и 7. Расчеты проводились для значений средних энергий электронов в разрядной плазме 3, 4, 6, 8, 10 eV.

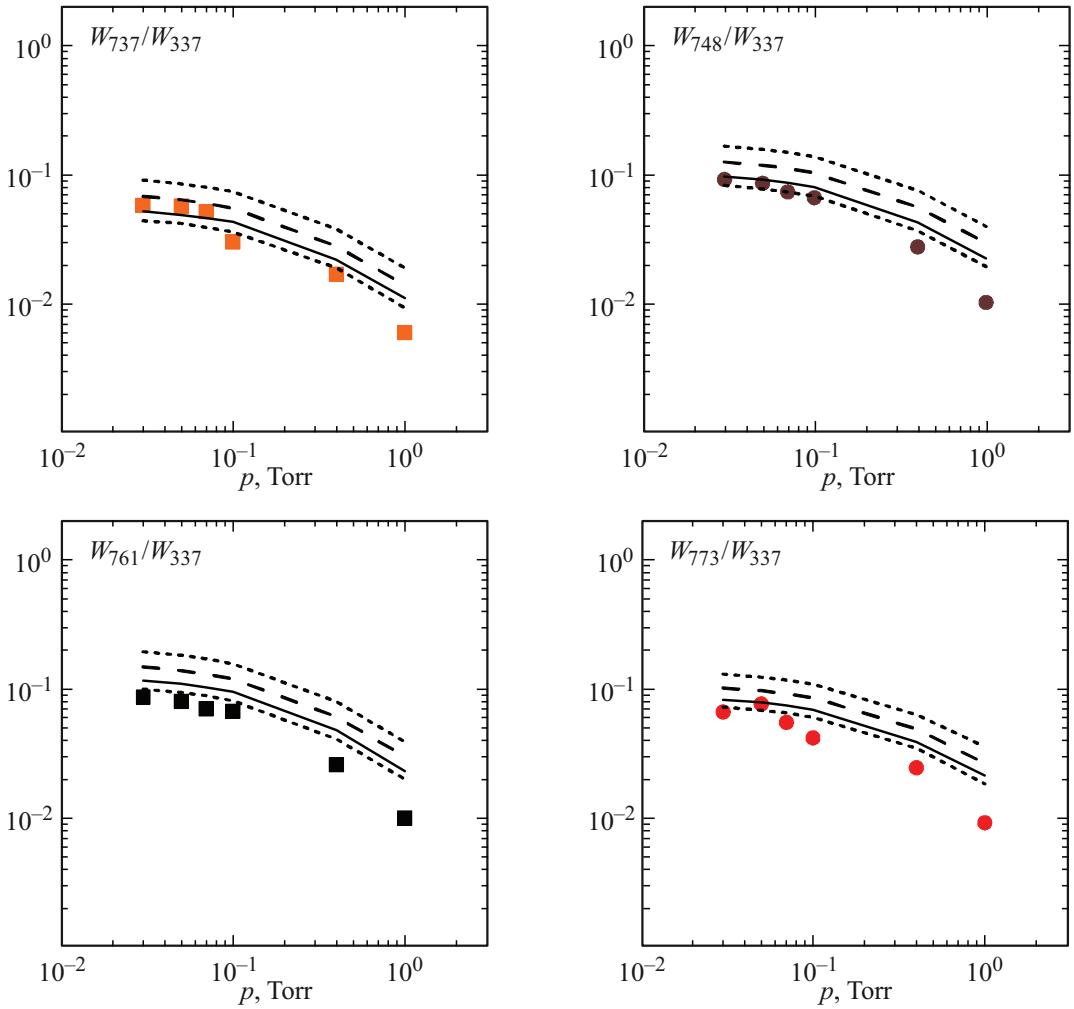



**Рис. 5.** Сравнение экспериментально измеренных значений (квадраты, кружки) отношений $W_{1+}/W_{337}$ (1+ = 737, 748, 761, 773 nm) с результатами расчетов при средних энергиях электронов 3, 4, 6, 10 eV (соответственно верхние пунктирные кривые, штриховые кривые, сплошные кривые, нижние пунктирные кривые).

## Обсуждение полученных данных

Применение установки, изображенной на рис. 1, и других подобных установок [20–24] позволяло регистрировать спектры излучения из различных участков ПДС, а также изменять условия возбуждения за счет применения генераторов с отличающимися параметрами и варьирования конструкции электродов. Изменяя условия возбуждения, можно было создавать аналоги столбчатых красных спрайтов, формируемых за счет положительных стримеров [20], точек (beads) в них [23], отдельные участки морковных красных спрайтов с участием отрицательных стримеров [35] и области columnar glow [36]. Кроме того, как видно из рис. 5, наблюдается хорошее согласие результатов экспериментальных исследований спектральных характеристик излучения воздуха на высотах красных спрайтов. Измеренные и рассчитанные отношения спектральных плотностей энергии полос 1+ молекулярного азота к полосе 2+ хорошо совпадают при температуре электронов $\sim 5-10$ eV. Эта температура в ПДС также была получена при измерениях отношений спектральных плотностей энергии для полосы 1− с длиной волны 391 nm к полосе 2+ с длиной волны 394 nm [22]. Можно предположить, что спектры излучения, которые регистрируются для аналогов красных спрайтов в работах [21,24] и других наших публикациях, позволяют предсказывать спектры излучения в различных областях красных спрайтов и их изменение при вариации условий формирования высотных разрядов.

Кроме того, согласно экспериментальным измерениям и теоретическим расчетамэ наблюдается уменьшение отношения $W_{1+}/W_{2+}$ с ростом давления. Это связано с тем, что неупругие молекулярные столкновения (6b) и (7b) с ростом плотности среды приводят к значительному уменьшению населенностей различных колебательных уровней состояния $B^3\Pi_g$ и соответственно к уменьшению интенсивностей свечения полос 1+ молекулярного

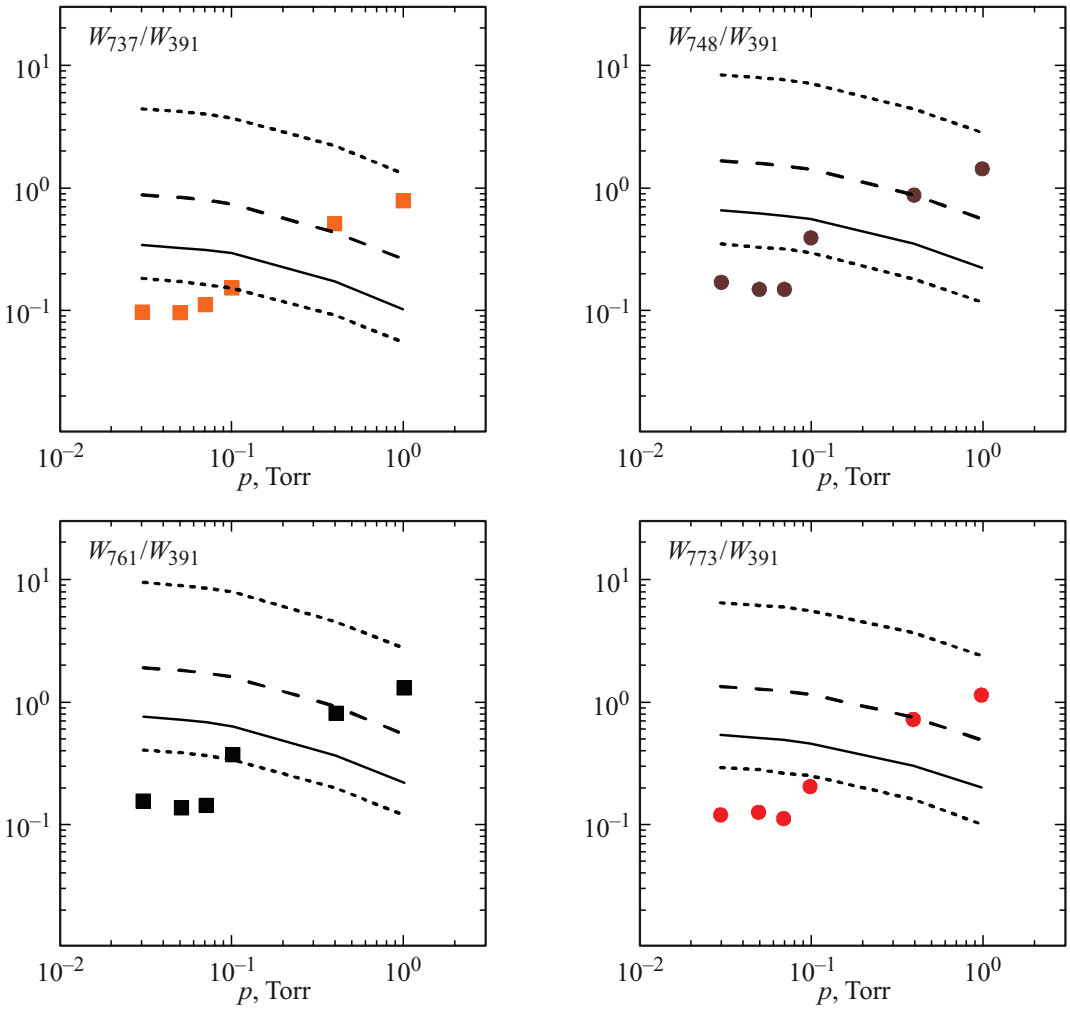



**Рис. 6.** Сравнение экспериментально измеренных значений (квадраты, кружки) отношений $W_{1+}/W_{391}$ (1+ = 737, 748, 761, 773 nm) с результатами расчетов при средних энергиях электронов 4, 6, 8, 10 eV (соответственно верхние пунктирные кривые, штриховые кривые, сплошные кривые, нижние пунктирные кривые) для инфракрасных полос первой положительной системы.

азота $N_2$, обусловленных спонтанными излучательными переходами с этих колебательных уровней.

Хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных на рис. 5 при изменении давления воздуха обусловлено подобием зависимости сечений возбуждения состояний $B^3\Pi_g$ и $C^3\Pi_u$ от энергии электронов. Это нивелировало влияние давления воздуха на температуру электронов и приводило к совпадению расчетных и экспериментальных значений $W_{1+}/W_{337}$.

На рис. 6 и 7 демонстрируется, что при увеличении давления средняя температура электронов в эксперименте уменьшается. Это приводит с ростом давления выше 0.07 Torr к последовательному увеличению отношения $W_{1+}/W_{391}$. Различие зависимостей отношений $W_{1+}/W_{391}$ и $W_{1+}/W_{337}$ в экспериментах и расчетах определяется различием зависимостей сечений возбуждения состояний $B^2\Sigma_u^+$ и $C^3\Pi_u$ от энергии электронов. При проведении расчетов температура электронов фиксировалась и изменение давления воздуха на нее не влияло.

## Заключение

Таким образом, сравнение теоретически рассчитанных и экспериментально измеренных отношений спектральных плотностей излучения $W_{1+}/W_{2+}$ и $W_{1+}/W_{1-}$ для 10 полос системы 1+ молекулярного азота $N_2$ к полосе 337 nm системы 2+ молекулярного азота и к полосе 391 nm системы 1− молекулярного иона азота при давлениях воздуха 0.03−1 Torr показывает их соответствие. На основании этих данных предполагается, что спектры излучения ПДС, которые являются аналогами красных спрайтов, могут быть использованы для прогнозирования излучательных характеристик разрядов на высотах 40−100 km и участках красных спрайтов с отличающимися свойствами. Установлено, что неупругие молекулярные столкновения с ростом плотности среды приводят к значительному уменьшению населенностей различных колебательных уровней состояния $B^3\Pi_g$ и уменьшению интенсивностей свечения полос 1+ $N_2$.

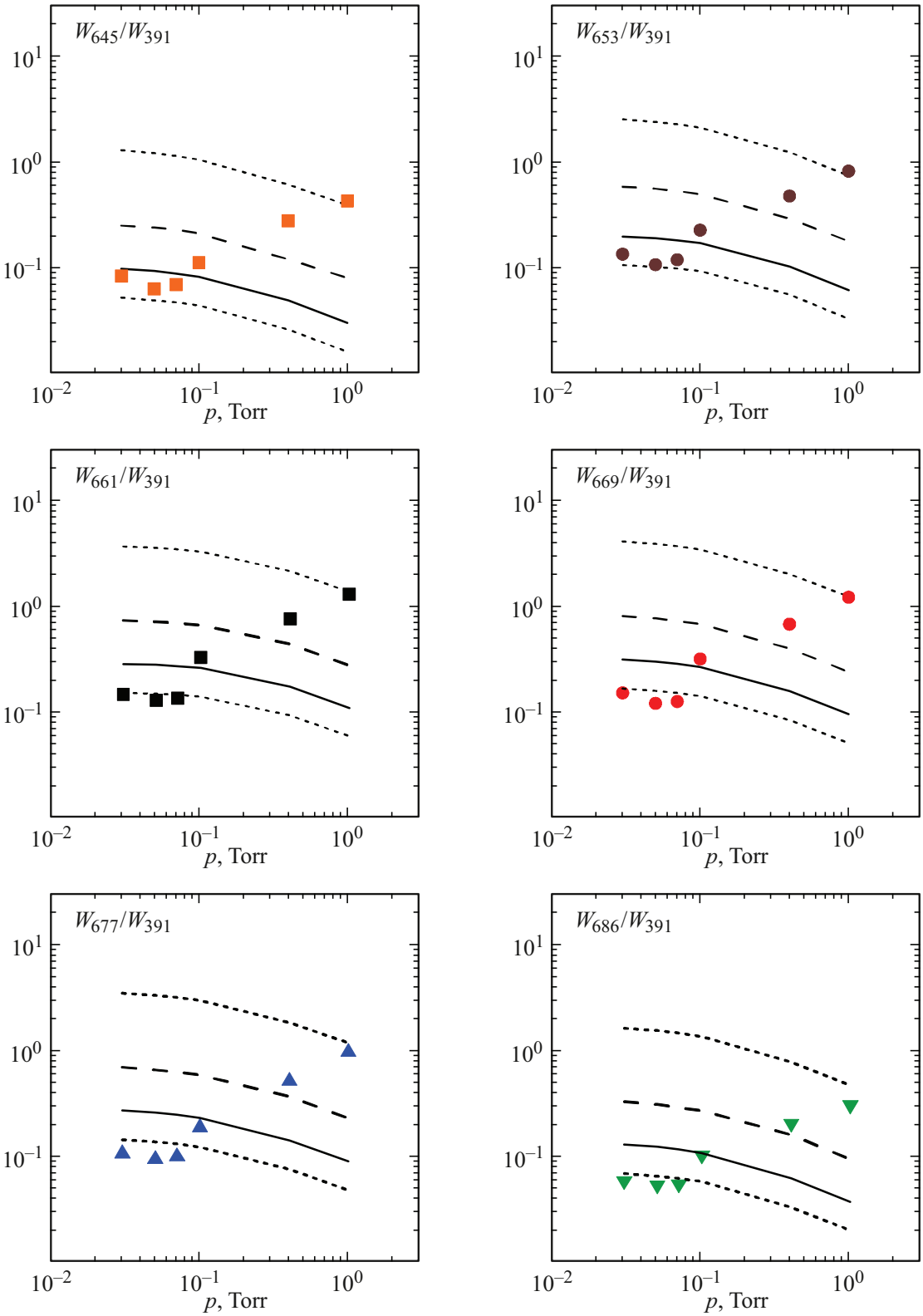



**Рис. 7.** Сравнение экспериментально измеренных значений (квадраты, кружки, треугольники) отношений $W_{1+}/W_{391}$ ($1+ = 645, 653, 661, 669, 677, 686$ nm) с результатами расчетов при средних энергиях электронов 4, 6, 8, 10 eV (соответственно верхние пунктирные кривые, штриховые кривые, сплошные кривые, нижние пунктирные кривые) для красных полос первой положительной системы.

Показано, что рассмотренные отношения сильно зависят от давления и могут быть использованы для оценки температуры электронов возбуждающего разряда. Полученная информация при высоком спектральном разрешении и в широком диапазоне давлений воздуха о спектрах излучения лабораторных аналогов красных спрайтов может найти применение при исследовании физических процессов в лабораторных разрядах и ТСЯ.

### Благодарности

Авторы благодарят Н.П. Виноградова, Е.Х. Бакшта и В.А. Кириллова за помощь в проведении работы.

### Финансирование работы

Данное исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда за счет гранта № 25-22-00158.

## Список литературы

[1] V.P. Pasko. J. Geophys. Res., **115** (6), A00E35 (2010). DOI: 10.1029/2009JA014860
[2] V.V. Surkov, M. Hayakawa. Surv. Geophys., **41** (5), 1101 (2020). DOI: 10.1007/s10712-020-09597-2
[3] F.J. Gordillo-Vázquez, F.J. Pérez-Invernón. Atmos. Res., **252**, 105432 (2021). DOI: 10.1016/j.atmosres.2020.105432
[4] В.А. Донченко, М.В. Кабанов, Б.В. Кауль, П.М. Нагорский, И.В. Самохвалов. *Электрооптические явления в атмосфере* (Изд-во НТЛ, Томск, 2015).
[5] R.C. Franz, R.J. Nemzek, J.R. Winckler. Science, **249** (4964), 48 (1990). DOI: 10.1126/science.249.4964.48
[6] H.C. Stenbaek-Nielsen, R. Haaland, M.G. McHarg, B.A. Hensley, T. Kanmae. J. Geophys. Res., **115** (3), A00E12 (2010). DOI: 10.1029/2009JA014543
[7] E.V. Mishin, G.M. Milikh. Space Sci. Rev., **137** (1), 473 (2008). DOI: 10.1007/s11214-008-9346-z
[8] S. Soula, O.A. van Der Velde, J. Montanya, P. Huet, C. Barthe, J. Bór. J. Geophys. Res.: Atmos., **116** (D19), D19103 (2011). DOI: 10.1029/2010JD015581
[9] H.C. Stenbaek-Nielsen, M.G. McHarg, T. Kanmae, D.D. Sentman. Geophys. Res. Lett., **34** (11), L11105 (2007). DOI: 10.1029/2007GL029881
[10] S.B. Mende, R.L. Rairden, G.R. Swenson, W.A. Lyons. Geophys. Res. Lett., **22** (19), 2633 (1995). DOI: 10.1029/95GL02827
[11] D.L. Hampton, M.J. Heavner, E.M. Wescott, D.D. Sentman. Geophys. Res. Lett., **23** (1), 89 (1996). DOI: 10.1029/95GL03587
[12] R.A. Armstrong, J.A. Shorter, M.J. Taylor, D.M. Suszcynsky, W.A. Lyons, L.S. Jeong. J. Atm. Sol. Terr. Phys., **60** (7–9), 787 (1998). DOI: 10.1016/S1364-6826(98)00026-1
[13] C.L. Siefring, J.S. Morrill, D.D. Sentman, M.J. Heavner. J. Geophys. Res., **115** (A10), A00E57 (2010). DOI: 10.1029/2009JA014862
[14] F.J. Gordillo-Vázquez, A. Luque, M. Simek. J. Geophys. Res., **117** (A5), A05329 (2012). DOI: 10.1029/2012JA017516
[15] H.C. Stenbaek-Nielsen, M.G. McHarg, R. Haaland, A. Luque. J. Geophys. Res.: Atmos., **125** (20), e2020JD033170 (2020). DOI: 10.1029/2020JD033170
[16] Y. Goto, Y. Ohba, K. Narita. J. Atmos. Electricity, **27** (2), 105 (2007). DOI: 10.1541/jae.27.105
[17] D.F. Opaits, M.N. Shneider, P.J. Howard, R.B. Miles, G.M. Milikh. Geophys. Res. Lett., **37** (14), L14801 (2010). DOI: 10.1029/2010GL043996
[18] А.А. Евтушенко, М.Е. Гущин, С.В. Коробков, А.В. Стариковский, Е.А. Мареев. Геомаг. и аерон., **60** (3), 365 (2020). DOI: 10.31857/S0016794020030062 [A.A. Evtushenko, M.E. Gushchin, S.V. Korobkov, A.V. Strikovskiy, E.A. Mareev. Geomag. Aeron., **60** (3), 345 (2020). DOI: 10.1134/S0016793220030068].
[19] A. Robledo-Martinez, A. Garcia-Villarreal, H. Sobral. J. Geophys. Res.: Space Physics, **122** (1), 948 (2017). DOI: 10.1002/2016JA023519
[20] Е.Х. Бакшт, Н.П. Виноградов, В.Ф. Тарасенко. Опт. атмосф. и океана, **35** (9), 777 (2022). DOI: 10.15372/AOO20220911 [E.Kh. Baksht, N.P. Vinogradov, V.F. Tarasenko. Atmos. Ocean. Opt., **35** (S1), S159 (2022). DOI: 10.1134/S1024856023010025].
[21] В.Ф. Тарасенко, Е.Х. Бакшт, Н.П. Виноградов, Д.А. Сорокин. Опт. и спектр., **130** (12), 1769 (2022). DOI: 10.21883/OS.2022.12.54080.4014-22 [B.F. Tarasenko, E.Kh. Baksht, N.P. Vinogradov, D.A. Sorokin. Opt. Spectr., **130** (12), 1499 (2022). DOI: 10.21883/EOS.2022.12.55234.4014-22].
[22] D.A. Sorokin, V.F. Tarasenko, E.Kh. Baksht, N.P. Vinogradov. Phys. Plasmas, **30** (8), 083515 (2023). DOI: 10.1063/5.0153509
[23] В.Ф. Тарасенко, Н.П. Виноградов, Е.Х. Бакшт, Д.А. Сорокин, Д.С. Печеницин. Опт. атмосф. и океана, **37** (4), 294 (2024). DOI: 10.15372/AOO20240405 [V.F. Tarasenko, N.P. Vinogradov, E.Kh. Baksht, D.A. Sorokin, D.S. Pechenitsin. Atmos. Ocean. Opt., **37** (4), 547 (2024). DOI: 10.1134/S1024856024700738].
[24] В.Ф. Тарасенко, А.Н. Панченко, Е.Х. Бакшт, Н.П. Виноградов. Опт. и спектр., **133** (1), 5 (2025). DOI: 10.61011/OS.2025.01.59873.7284-24
[25] A.S. Kirillov, V.B. Belakhovsky. Geophys. Res. Lett., **46** (3), 7734 (2019). DOI: 10.1029/2019GL083135
[26] А.С. Кириллов, В.Б. Белаховский. Геом. и аэрон., **60** (1), 93 (2020). DOI: 10.31857/S0016794020010071 [A.S. Kirillov, V.B. Belakhovsky. Geomag. Aeron., **60** (1), 90 (2020). DOI: 10.1134/S0016793220010077].
[27] F.R. Gilmore, R.R. Laher, P.J. Espy. J. Phys. Chem. Ref. Data, **21** (5), 1005 (1992). DOI: 10.1063/1.555910
[28] A.S. Kirillov. Chem. Phys. Lett., **715**, 263 (2019). DOI: 10.1016/j.cplett.2018.11.048
[29] S.V. Pancheshnyi, S.M. Starikovskaia, A.Yu. Starikovskii. Chem. Phys., **262** (2), 349 (2000). DOI: 10.1016/S0301-0104(00)00338-4
[30] S.V. Pancheshnyi, S.M. Starikovskaia, A.Yu. Starikovskii. Chem. Phys. Lett., **294** (6), 523 (1998). DOI: 10.1016/S0009-2614(98)00879-3
[31] F.J. Gordillo-Vazquez. J. Phys. D, **41** (23), 234016 (2008). DOI: 10.1088/0022-3727/41/23/234016
[32] Y. Itikawa. J. Phys. Chem. Ref. Data, **35** (1), 31 (2006). DOI: 10.1063/1.1937426
[33] А.С. Кириллов, В.Ф. Тарасенко, Н.П. Виноградов, В.А. Кириллов. Геом. и аэрон., **65** (6), 897 (2025). DOI: 10.7868/S3034502225060118

[34] В.Ф. Тарасенко, Н.П. Виноградов, Е.Х. Бакшт, А.С. Кириллов, В.А. Кириллов. Опт. атм. и океана, **38** (9), 768 (2025). DOI: 10.15372/AOO20250911

[35] Е.Х. Бакшт, В.Ф. Тарасенко, Н.П. Виноградов. Письма в ЖТФ, **51** (6), 29 (2025). DOI: 10.61011/PJTF.2025.06.59928.20152 [E.K. Baksht, V.F. Tarasenko, N.P. Vinogradov. Tech. Phys. Lett., **51** (3) 83 (2025). DOI: 10.61011/TPL.2025.03.60728.20152].

[36] В.Ф. Тарасенко, Д.А. Сорокин, Е.Х. Бакшт, Н.П. Виноградов, В.А. Панарин, В.С. Скакун. Физика плазмы, **51** (7), 777 (2025). [V.F. Tarasenko, D.A. Sorokin, E.Kh. Baksht, N.P. Vinogradov, V.A. Panarin, V.S. Skakun. Plasma Physics Reports, **51** (7), 830 (2025). DOI: 10.1134/S1063780X25603311].