

01

Влияние молекулярного газа на формирование апокампического разряда

© В.С. Кузнецов¹, Э.А. Соснин^{1,2}, В.А. Панарин¹, В.С. Скакун¹, В.Ф. Тарасенко^{1,2}

¹ Институт сильноточной электроники Сибирского отделения РАН, 634055 Томск, Россия

² Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия

e-mail: badik@loi.hcei.tsc.ru

Поступила в редакцию 07.05.2018 г.

В окончательной редакции 24.05.2018 г.

Исследованы спектры излучения плазменных струй апокампического разряда в CO_2 , Ar, Kr, N_2 и их смесях. Показано, что эмиссионные спектры смеси Kr– N_2 содержат полосы N_2 и N_2^+ , а также линии Kr. Спектр смеси Ar– CO_2 представлен полосами системы Фокса–Даффиндака–Баркера и линиями возбужденного атома аргона. Во всех изученных газовых средах снижение доли молекулярных газов ведет к переходу от апокампического разряда в форме диффузной струи, развивающейся от токового канала, к объемному, имеющему большее поперечное свечение. Предложено использовать описанную в работе экспериментальную установку для лабораторных исследований спектральных характеристик транзитных световых явлений, наблюдаемых в атмосферах планет Солнечной системы.

DOI: 10.21883/OS.2018.09.46543.119-18

Введение

Источники плазменных струй являются важным инструментом для решения научных и прикладных задач. Их отличает сравнительная простота в конструктивном исполнении и эксплуатации, высокая эффективность, разнообразие используемых газовых сред, обеспечивающих необходимый для каждой конкретной задачи состав плазмы, а также многообразие эмиссионных спектров [1–4]. В 2016 г. нами был обнаружен феномен апокампического разряда в воздухе атмосферного давления, при котором плазменные струи формируются в местах усиления электрического поля вблизи изгибов канала импульсно-периодического разряда (отсюда название *α*б — от и *α*μπη — изгиб, поворот) [5,6] и направлены преимущественно перпендикулярно каналу разряда. Полученные таким образом плазменные струи были названы апокампами. Обычно апокамп состоит из двух частей с разной интенсивностью излучения. Вблизи канала импульсного разряда формируется яркий отросток, длина которого зависит от давления и напряжения. Из полученных в [5–10] зависимостей следует, что отросток в данных условиях является аналогом лидера. Плазменные струи обычно стартуют с отростка. С помощью высокоскоростной съемки явления с разрешением 3 ns/frame установлено, что плазменные струи в апокампе по своей природе являются дискретными и представляется собой совокупность „плазменных пульс“ — светящихся областей, движущихся со скоростями от 100 до 240 km/s, образующихся во время процесса распространения волн ионизации [6,7]. Фактически пуля это головка стримера. После проведения экспериментов по зажиганию апокампического разряда в воздухе, азоте,

гелии и эксиплексных смесях [8,9] было выдвинуто предположение о том, что для формирования апокампа необходимо наличие электроотрицательных молекулярных газов в газовых средах, где осуществляется разряд.

Настоящая работа направлена на изучение влияния других молекулярных газов. Для этого были проведены исследования эмиссионных спектров апокампического разряда в газовых средах, состоящих из N_2 , Ar, CO_2 , Kr и их смесей.

Экспериментальная аппаратура и методики

В экспериментах использовали установку, описанную в [8,10]. Разряд зажигали между острыми электродами в промежутке $d \sim 9$ mm. Один из электродов был соединен с генератором, формирующим импульсы высокого напряжения положительной полярности с длительностью $\tau = 1.5\text{--}2.5$ μs, частотой следования импульсов $f = 16\text{--}56$ kHz и амплитудой напряжения $U_p \leq 13$ kV. Другой электрод находился под плавающим потенциалом и был соединен с заземлением через конденсатор емкостью $C_1 = 10$ pF. Подача на высоковольтный электрод импульсов напряжения ведет к искровому пробою промежутка. Через сотни-тысячи импульсов искровой канал трансформируется в диффузный. При этом канал изгибается, и в месте максимального изгиба появляется апокамп, состоящий из отростка и плазменной струи (стримера) [6]. Отметим, что при малых частотах следования импульсов плазменная струя могла стартовать от основного канала разряда, однако в данных экспериментах мы этот режим не использовали. Электродная

система помещалась в герметичную цилиндрическую кварцевую камеру с внутренним диаметром 6 см и высотой 60 см, давление газовой среды в которой можно было регулировать. В экспериментах использовали газы N_2 , Kr, Ar особой чистоты и CO_2 технической чистоты. Для регистрации внешнего вида разряда использовалась фотокамера Canon PowerShot SX60 HS в режиме серийной покадровой съемки с выдержкой 0.05 s и частотой ~ 6.4 frame/s.

Регистрацию спектров проводили с помощью сборки, включающей в себя коллимирующую линзу с фокусным расстоянием 30 mm, оптоволокно с известным спектром пропускания и спектрометр HR2000 + ES (Ocean Optics, Inc.) на основе многоканальной ПЗС-линейки Sony ILX511B (рабочий диапазон 200–1100 nm, спектральная полуширина аппаратной функции ~ 1.33 nm) с известной спектральной чувствительностью. Линзу располагали на различных высотах h , собирая излучение из области диаметром 5 mm. Идентификацию спектров проводили по данным [11,12].

Результаты измерений и обсуждение

Известно, что импульсный разряд в аргоне при напряжениях 3–5 kV между электродами с малым радиусом кривизны представляет собой стримерную корону [13]. При снижении давления до единиц-десятков Torr и ограничении тока через разрядный промежуток, как в нашей установке, разряд становится объемным. Мы получаем такой тип разряда, если несколько раз повторяем цикл заполнения и откачки разрядной камеры аргонem, убирая тем самым примеси из объема. На рис. 1 приведены спектры излучения разряда и отвечающая им форма разряда для четырех и шестнадцати циклов откачки и напуска аргона в камеру. В обоих случаях спектры получены в условиях умеренного давления до $p = 120$ Torr, напряжения $U_p = 3.74$ kV и частоты $f = 56$ kHz.

Видно, что после четырех циклов откачки и напуска аргона (рис. 1, а) в эмиссионном спектре одинаково выражены как полосы $N_2(C^3\Pi_u - B^3\Pi_g)$, $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+)$, так и атомарные переходы аргона ($4p - 4s$). Азотные полосы второй положительной системы азота в основном, как известно, формируются за счет резонансной передачи энергии от метастабильных атомов аргона (11.5 и 11.8 eV) уровням молекулярного азота.

После шестнадцати циклов напуска и откачки разряд становится объемным, что показано на рис. 1, б. По спектру излучения видно, что потери энергии на заселение уровней второй положительной системы азота существенно снизились, а полосы первой отрицательной системы N_2^+ исчезли. При этом появилась полоса излучения $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$ молекул OH с максимумом на $\lambda \sim 309.2$ nm. Молекула OH является радикалом и легко взаимодействует с другими веществами, находящимися как в газовой, так и твердой фазе (стенки газоразрядных приборов). В среде аргона

она образуется за счет диссоциации при столкновениях остаточных молекул водяного пара с электроном ($H_2O + e \rightarrow H + OH + e$) и с метастабильными атомами аргона ($H_2O + Ar^m \rightarrow OH + H + Ar$). Также может вносить вклад реакция возбужденного кислорода с молекулой водяного пара ($H_2O + O^* \rightarrow 2OH$) [14]. О том, что содержание молекул OH в объеме не превышает долей Torr свидетельствует рост интенсивности переходов Ar [15]. Вероятно, основной источник молекул OH в наших условиях это кластеры $(OH)_n$ и $(H_2O)_n$, которые образуются на холодных стенках разрядной камеры и которые трудно удалить.

Таким образом, в условиях наших экспериментов апокампиский разряд — импульсный высоковольтный разряд, от отростка которого ответвляется стример (так называемая плазменная струя) — требует для своего формирования наличия в газовой смеси молекулярного азота. Мы полагаем, что его концентрация должна быть достаточна для эффективной передачи ему энергии от метастабилей аргона. Остаточная концентрация воды в разрядной камере с аргонem была недостаточна для формирования апокампиского разряда.

Аналогичные закономерности были получены при разряде в криптоне и его смесях с азотом, что иллюстрируется рис. 2. В чистом криптоне формируется объемный разряд (рис. 2, а), а в спектре идентифицируются только линии атома Kr I (таблица). Добавка к криптону молекулярного азота приводила к образованию апокампиского разряда, эмиссионный спектр излучения обогащался полосами $N_2(C^3\Pi_u - B^3\Pi_g)$, $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+)$, а интенсивность переходов Kr падала. Это подтверждает наше предположение о влиянии молекулярного газа на формирование апокампиского разряда, а также согласуется с данными, полученными в [8] для чистых инертных газов (Xe, Kr) и эксиплексных смесей Xe-Cl₂ и Kr-Cl₂ при давлениях смесей до 60 Torr. В [8] этот вопрос специально не изучался, но удаление молекулярного хлора из указанных смесей всегда вело к трансформации апокампиской формы разряда в объемную.

Следует отметить, что впервые апокампиский разряд был получен в воздухе [5,6]. Воздух содержит не только 75.5 и 1.292 wt.% азота и аргона, но и кислород (23.15 wt.%), и CO₂ (0.046 wt.%). В чистом азоте в стационарных условиях [10], а также при смешивании струи инертного газа (He, Ar) с воздухом [9] мы также получили апокампиский разряд. В данных экспериментах мы определили, что апокампиский разряд формируется и при смешивании инертного газа и CO₂. Спектры апокампиского разряда в смесях Ar-CO₂ приведены на рис. 3.

При равном соотношении газовых компонент (рис. 3, а) в спектре присутствуют атомарные линии Ar I, сравнительно менее интенсивные линии атома кислорода с максимумами на длинах волн 777.2 ($3p^5P - 3s^5S^o$) и 844.6 ($3p^3P - 3s^3S^o$) nm, а также полосы второй положительной системы N_2 и первой

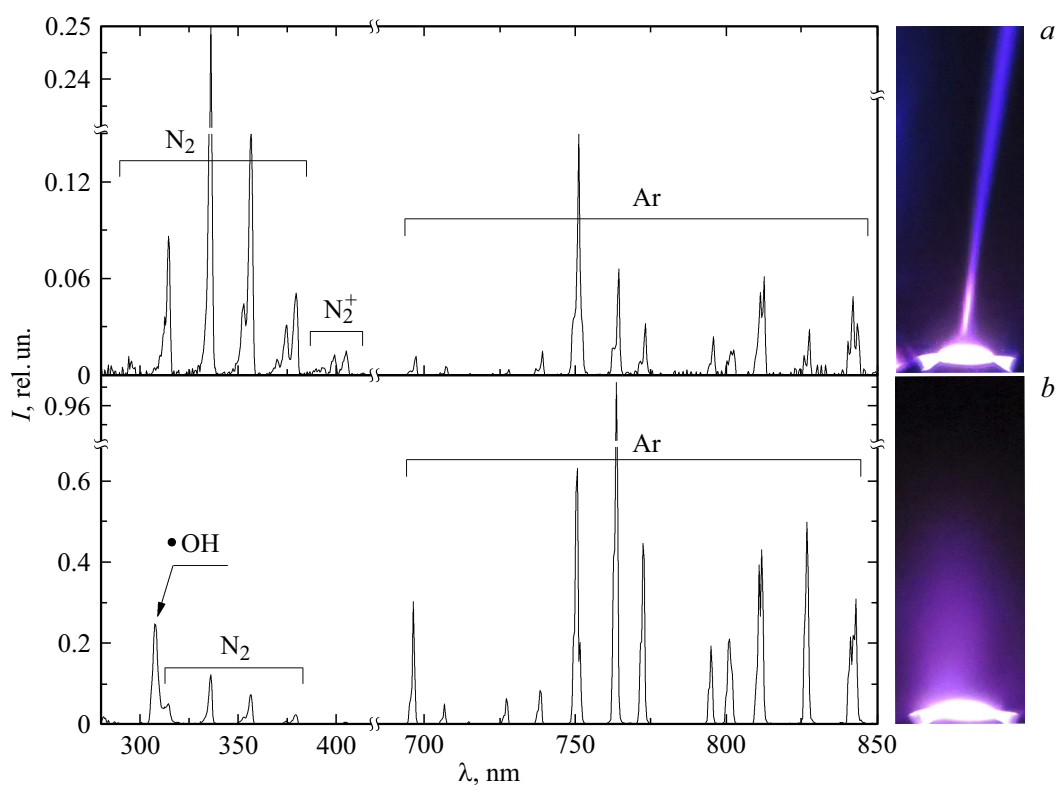


Рис. 1. Спектры излучения апокампического разряда (слева) на высоте $h = 3$ см от канала разряда и их типичный вид (справа) после 4 (a) и 16 (b) циклов откачки и напуска аргона.

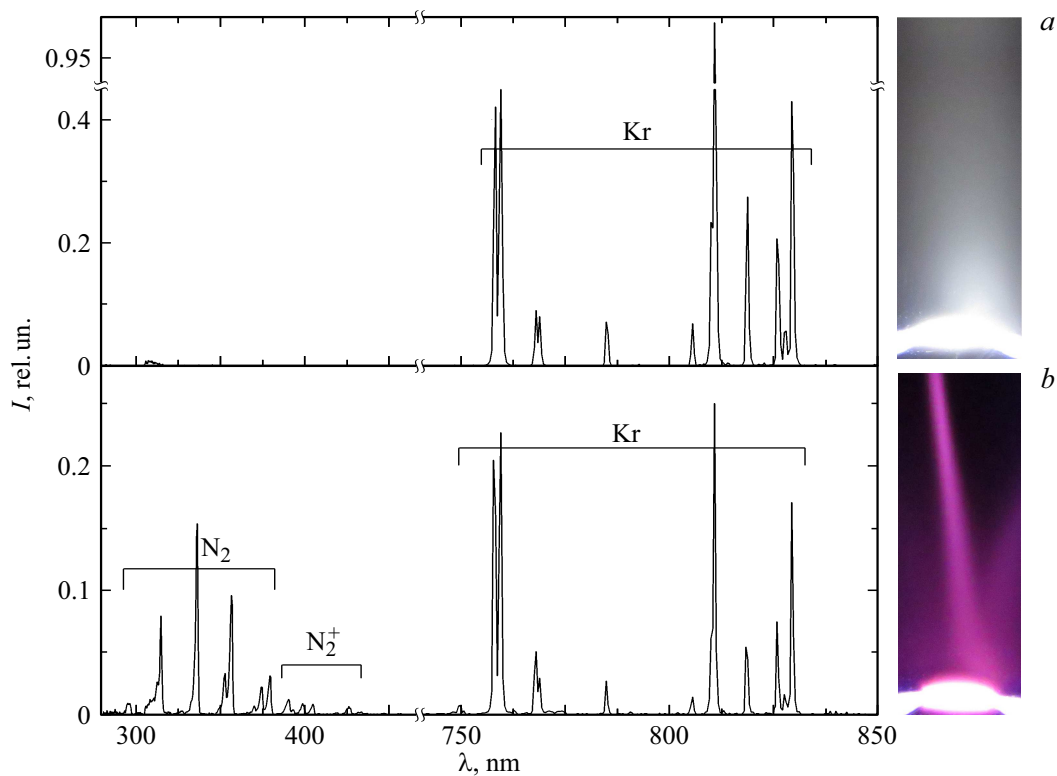


Рис. 2. Спектры излучения апокампа и их типичный вид в криптоне (a) и смеси $\text{Kr-N}_2 = 1-1$ (b) на высоте $h = 3$ см от канала разряда при общих давлениях $p = 30$ Торг и напряжении $U_p = 5.2$ кВ.

Атомарные и молекулярные переходы в спектрах апокампического разряда в различных средах при пониженных давлениях

Плазменная компонента	λ , nm	Переход	Энергия уровней перехода, eV
CO ⁺	282	$B^2\Sigma^+(v=4) - X^2\Sigma^+(v=8)$	19.96–14.12
	288.2	$B^2\Sigma^+(v=1) - X^2\Sigma^+(v=6)$	
	289.7	$B^2\Sigma^+(v=6) - X^2\Sigma^+(v=12)$	
NO	294.2	$A^2\Sigma^+(v=1) - X^2\Pi_r(v=7)$	5.45–0
	412.8	$B^2\Pi_r(v=1) - X^2\Pi_r(v=13)$	5.69–0
OH	308	$A^2\Sigma^+(v=0) - X^2\Pi(v=0)$	17.7–13.6
CO ₂ ⁺	315.5	$A^2\Pi(v=4) - X^2\Pi(v=1)$	17.6–13.8
	326.5	$A^2\Pi(v=3) - X^2\Pi(v=1b)$	
	337.8	$A^2\Pi(v=1) - X^2\Pi(v=0)$	
	351.1	$A^2\Pi(v=0) - X^2\Pi(v=0)$	
	367.4	$A^2\Pi(v=0) - X^2\Pi(v=1)$	
	385.3	$A^2\Pi(v=0) - X^2\Pi(v=2)$	
	387.1	$A^2\Pi(v=2) - X^2\Pi(v=4)$	
	412.1	$A^2\Pi(v=5) - X^2\Pi(v=4)$	
N ₂	296.2	$C^3\Pi_u(v=3) - B^3\Pi_g(v=1)$	11.05–7.39
	311.7	$C^3\Pi_u(v=3) - B^3\Pi_g(v=2)$	
	313.6	$C^3\Pi_u(v=2) - B^3\Pi_g(v=1)$	
	315.9	$C^3\Pi_u(v=1) - B^3\Pi_g(v=0)$	
	337.1	$C^3\Pi_u(v=0) - B^3\Pi_g(v=0)$	
	353.6	$C^3\Pi_u(v=1) - B^3\Pi_g(v=2)$	
	357.7	$C^3\Pi_u(v=0) - B^3\Pi_g(v=1)$	
	367.2	$C^3\Pi_u(v=3) - B^3\Pi_g(v=5)$	
	370.9	$C^3\Pi_u(v=2) - B^3\Pi_g(v=4)$	
	375.5	$C^3\Pi_u(v=1) - B^3\Pi_g(v=3)$	
	380.5	$C^3\Pi_u(v=0) - B^3\Pi_g(v=2)$	
	385.8	$C^3\Pi_u(v=4) - B^3\Pi_g(v=7)$	
	399.7	$C^3\Pi_u(v=1) - B^3\Pi_g(v=4)$	
	405.9	$C^3\Pi_u(v=0) - B^3\Pi_g(v=3)$	
	449	$C^3\Pi_u(v=2) - B^3\Pi_g(v=7)$	
N ₂ ⁺	385.8	$B^2\Sigma_u^+(v=2) - X^2\Sigma_g^+(v=2)$	18.7–15.1
	391.4	$B^2\Sigma_u^+(v=0) - X^2\Sigma_g^+(v=0)$	
	427.8	$B^2\Sigma_u^+(v=0) - X^2\Sigma_g^+(v=1)$	
CO	519.8	$B^1\Sigma^+(v=0) - A^1\Pi(v=2)$	10.78–8.07
ArI	696.5	$4p[1/2]_1 - 4s[3/2]_2^{\circ}$	13.33–11.55
	706.7	$4p[3/2]_2 - 4s[3/2]_2^{\circ}$	13.48–11.83
	738.4	$4p[3/2]_2 - 4s[3/2]_1^{\circ}$	13.3–11.62
	750.4	$4p[1/2]_0 - 4s[1/2]_1^{\circ}$	13.48–11.83
	763.5	$4p[3/2]_2 - 4s[3/2]_2^{\circ}$	13.17–11.55
	772.4	$4p[1/2]_1 - 4s[1/2]_0^{\circ}$	13.33–11.72
	794.8	$4p[3/2]_1 - 4s[1/2]_0^{\circ}$	13.28–11.72
	801.5	$4p[5/2]_2 - 4s[3/2]_2^{\circ}$	13.09–11.55
	802.2	$6f[3S]_4 - 3d[3S]_3^{\circ}$	15.56–14.01
	811.5	$4p[5/2]_3 - 4s[3/2]_2^{\circ}$	13.08–11.55
	826.5	$4p[1/2]_1 - 4s[1/2]_1^{\circ}$	13.33–11.83
	840.8	$4p[3/2]_2 - 4s[1/2]_1^{\circ}$	13.3–11.83
	842.5	$4p[5/2]_2^{\circ} - 4s[3/2]_1^{\circ}$	13.09–11.62
KrI	760.2	$5p[1S] - 5s[1S]^{\circ}$	11.55–9.91
	768.5	$5p'[S] - 5s'[S]^{\circ}$	12.26–10.64
	785.9	$5p'[S] - 5s'[S]^{\circ}$	12.14–10.56
	811.3	$5p[2S] - 5s[1S]^{\circ}$	11.44–9.91
	819	$5p[1S] - 5s[1S]^{\circ}$	11.55–10.03
	826.3	$5p'[1S] - 5s'[S]^{\circ}$	12.14–10.64
	829.8	$5p[1S] - 5s[1S]^{\circ}$	11.53–10.03
OI	777.4	$3p^2P - 3s^2S^{\circ}$	10.74–9.15
	844.6	$3p^3P - 3s^3S^{\circ}$	10.99–9.52

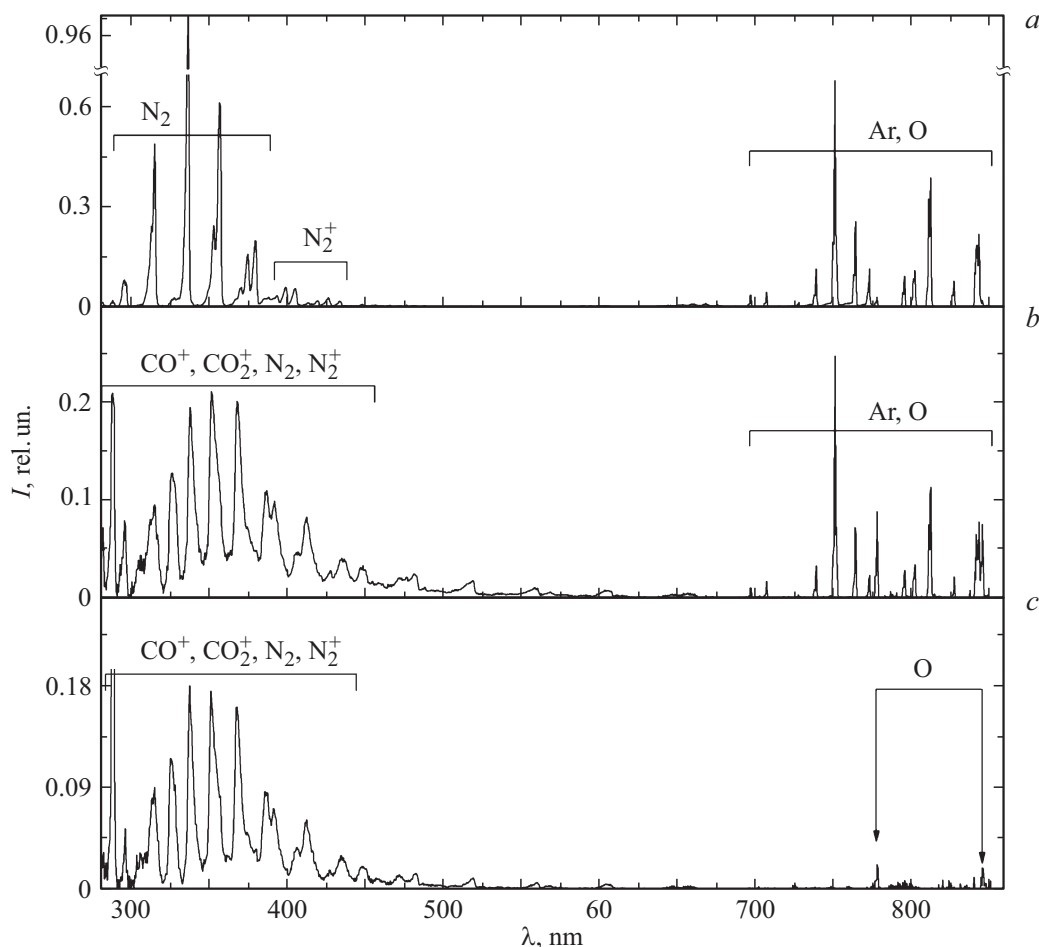


Рис. 3. Спектры излучения апокампа в различных газовых смесях на высоте $h = 3$ см от канала разряда, $f = 56.5$ kHz: смесь Ar–CO₂ = 1–1, $p = 60$ Torr, $U_p = 3.74$ kV (a); смесь Ar–CO₂ = 1–23, $p = 120$ Torr, $U_p = 5.2$ kV (b); CO₂, $p = 30$ Torr, $U_p = 3.74$ kV (c).

отрицательной системы N₂⁺. Это связано с наличием примеси азота в CO₂.

В смеси Ar–CO₂ = 1–23 спектр пополнился характерными полосами первой отрицательной системы CO⁺(B²Σ⁺–X²Σ⁺) и группой полос системы Фокса–Даффиндака–Баркера для CO₂⁺(A²Π–X²Π) (таблица). При этом сравнительная интенсивность эмиссионных линий аргона заметно снизилась (рис. 3, b). Это вызвано сильными электроотрицательными свойствами CO₂ [16]. Отмеченные полосы CO⁺ и CO₂⁺ также характеризуют эмиссионный спектр разряда в углекислом газе (рис. 3, c), который отличается тем, что интегральная интенсивность свечения стала еще ниже.

Итак, для всех соотношений Ar–CO₂ эмиссионный спектр содержал сравнительно сильные молекулярные полосы и во всех случаях разряд был апокампическим, а объемная форма горения не наблюдалась (рис. 4). Из сравнения полученных спектров с данными [16–21], где газовую среду Ar–CO₂ возбуждали тлеющим и барьерным разрядом, а также пучком протонов, следует, что спектры апокампического разряда демонстрируют наибольшее сходство со спектрами тлеющего разряда,

но при этом отличаются от него распределением полос и линий по интенсивности.

Как было показано в [10,22,23], апокампический разряд в воздухе является миниатюрным аналогом масштабных атмосферных явлений (так называемых транзитных световых явлений [24]), возникающих в средней атмосфере Земли между облаками и ионосферой — голубых струй и стартеров. Сходство между ними не только морфологическое. В частности, было показано [10,23], что: 1) эмиссионные спектры природных явлений и лабораторных апокампов являются сходными, 2) средние значения скоростей распространения стримеров в апокампическом разряде по порядку величины совпадают со скоростями распространения стартеров и голубых струй в атмосфере Земли, 3) апокампы с наибольшей длиной наблюдаются в диапазоне давлений, соответствующих высотам возникновения и распространения стартеров и голубых струй.

С другой стороны, транзитные световые явления предсказываются и наблюдаются в атмосферах других планет Солнечной системы. Их выявление и наблюдение это трудоемкая процедура, которая, в частности, требует

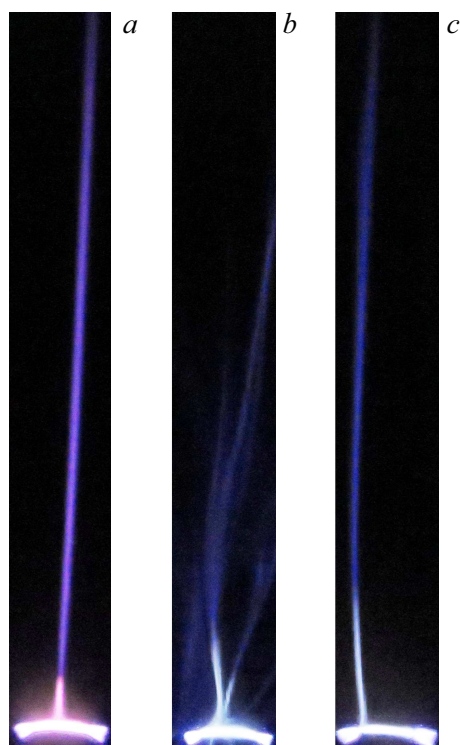


Рис. 4. Фотографии апокампического разряда в смесях: $\text{Ar}-\text{CO}_2 = 1-23$ (a), $\text{Ar}-\text{CO}_2 = 1-1$ (b), CO_2 (c); высота кадра 15 см.

расчета спектрального состава излучения планетарных транзиентов. Для этого сегодня строятся теоретические модели [25], а для облегчения расчетов планетарные атмосферы классифицируются по газам, концентрация которых максимальна. Так, модельными системами для Венеры и Юпитера являются газовые смеси CO_2-N_2 , H_2-He соответственно [26]. Поэтому мы считаем, что полученные в настоящем исследовании данные о спектральном составе и форме разряда в смесях $\text{Ar}-\text{CO}_2$ (рис. 3) можно использовать для постановки экспериментов по лабораторному моделированию транзиентных световых явлений в атмосфере Венеры. В частности, лабораторное моделирование позволит предсказать, какой спектральный состав мог бы отвечать аналогам транзиентов в атмосфере Венеры на различных высотах.

Выводы

Установлен спектральный состав апокампического разряда в смесях $\text{Ar}-\text{CO}_2$, $\text{Kr}-\text{N}_2$ в различных условиях. Наиболее интенсивные линии и полосы наблюдались на следующих переходах: Ar ($4p-4s$), Kr ($5p-5s$), CO^+ ($B^2\Sigma^+-X^2\Sigma^+$), CO_2^+ ($A^2\Pi-X^2\Pi$), N_2 ($C^3\Pi_u-B^3\Pi_g$). Экспериментально показано, что для формирования апокампической формы разряда (диффузный канал разряда + отросток + стример, стартующий с конца отростка) необходимо наличие в газовой смеси молекулярного газа, причем не обязательно электроотрицательного. Этот

вывод важен для построения теоретических моделей развития апокампического разряда, а именно модель должна обязательно включать как минимум одну молекулярную компоненту в газовой смеси. Предложено использовать экспериментальную установку с апокампическим разрядом для лабораторного моделирования спектрального состава транзиентных световых явлений в атмосферах ряда планет Солнечной системы.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИСЭ СО РАН по теме № 13.1.4.

Список литературы

- [1] Lu X., Naidis G.V., Laroussi M., Reuter S., Graves D.B., Ostrikov K. // *Phys. Rep.* 2016. V. 630. N 4. P. 1. doi 10.1088/0963-0252/12/1/307
- [2] Winter J., Brandenburg R., Weltmann K.-D. // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2015. V. 24. N 10. P. 064001. doi 10.1088/0963-0252/24/6/064001
- [3] Ehlbeck J., Schnabel U., Polak M., Winter J., von Woedtke T., Brandenburg R., von dem Hagen T., Weltmann K.-D. // *J. Phys. D.* 2011. V. 44. N 12. P. 013002. doi 10.1088/0022-3727/44/1/013002.
- [4] Plasma for BioDecontamination, Medicine and Food Security / NATO Science for Peace and Security Series A: Chemistry and Biology / Ed. by Machala Z., Hensel K., Akishev Yu. 2012. V. XVII. Springer Science+Business Media B.V.: Springer Netherlands, 2012. 479 p. doi 10.1007/978-94-007-2852-3
- [5] Скакун В.С., Панарин В.А., Печеницин Д.С., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. // *Известия вузов. Физика.* 2016. Т. 59. № 5. С. 92.
- [6] Соснин Э.А., Скакун В.С., Панарин В.А., Печеницин Д.С., Тарасенко В.Ф., Бакуит Е.Х. // *Письма в ЖЭТФ.* 2016. Т. 103. № 12. С. 857.
- [7] Sosnin E.A., Panarin V.A., Skakun V.S., Baksh E.Kh., Tarasenko V.F. // *Eur. Phys. J. D.* 2017. V. 71. N 2. P. 25. doi 10.1140/epjd/e2016-70466-0
- [8] Соснин Э.А., Панарин В.А., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Кузнецов В.С. // *Прикладная физика.* 2017. № 1. С. 21.
- [9] Панарин А.А., Скакун В.С., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. // *Опт. и спектр.* 2017. Т. 122. № 2. С. 185.
- [10] Sosnin E.A., Baksh E.H., Panarin V.A., Skakun V.S., Tarasenko V.F. // *JETP Lett.* 2017. V. 105. N 10. P. 641. doi 10.1134/S0021364017100137
- [11] Радциг А.А., Смирнов Б.М. *Справочник по атомной и молекулярной физике.* М.: Атомиздат, 1980. 240 с.
- [12] Ralchenko Yu., Kramida A.E., Reader J. and NIST ASD Team NIST Atomic Spectra Database (version 3.1.5), National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg (2008). <http://physics.nist.gov/asd3>
- [13] van Veldhuizen E.M., Rutgers W.R. // *J. Phys. D.* 2002. V. 35. P. 2169. PII S0022-3727(02)33941-X
- [14] Herron J.T., Green D.S. // *Plasma Chem. Plasma Process.* 2001. V. 21. N 3. P. 459.
- [15] Вуль А.Я., Кидалов С.В., Миленин В.М., Тимофеев Н.А., Ходорковский М.А. // *Письма в ЖТФ.* 1999. Т. 25. В. 8. С. 62.

- [16] Sarani A., Geyter N., Nikiforov A.Yu., Morent R., Leys C., Hubert J., Reniers F. // Surf. Coat. Technol. 2012. V. 206. P. 2226.
- [17] Martinez H., Perusquía S., Villa M., Reyes P.G., Yousif F.B., Castillo F., Contreras U. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 043508. doi 10.1063/1.4979995
- [18] Castell R., Iglesias E.J., Ruiz-Camacho J. // Brazilian J. Phys. 2004. V. 34. N 4B. P. 1734.
- [19] Czech T., Sobczyk A.T., Jaworek A. // Eur. Phys. J. D. 2015. V. 69. P. 223. doi 10.1140/epjd/e2015-60163-y
- [20] Furuya K., Matsuo A., Ogawa T. // J. Phys. B. 2002. V. 35. P. 3077.
- [21] Dimopoulou C., Galassi M.E., Moshammer R., Rivarola R.D., Fischer D., Höhr C., Ullrich J. // J. Phys. B. 2005. V. 38. P. 3173.
- [22] Панарин А.А., Скакун В.С., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. // Оптика атмосферы и океана. 2017. Т. 30. № 3. С. 243. doi 10.15372/AOO20170310
- [23] Sosnin E.A., Naidis G.V., Tarasenko V.F., Skakun V.S., Panarin V.A., Babaeva N.Yu. // JETP. 2017. V. 125. N 5. P. 920. doi 10.1134/S1063776117100168
- [24] Siingh D., Singh R.P., Kumar S., Dharmaraj T., Singh A.K., Singh A.K., Patil M.N., Singh S. // J. Atmosph. Solar-Terrestrial Phys. 2015. V. 134. N 10. P. 78. doi 10.1016/j.jastp.2015.10.001
- [25] Yair Y., Takahashi Y., Yaniv R., Ebert U., Goto Y. // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. N E0.E09002. doi 10.1029/2008JE003311
- [26] Sentman D.D. // ISUAL workshop, Natl. Chen-Kung Univ., Tainan City, Taiwan. 2004.