

К вопросу об устойчивости объёмного самостоятельного разряда в рабочих смесях нецепного электрохимического HF-лазера

А.А.Белевцев, С.Ю.Казанцев, И.Г.Кононов, А.А.Лебедев, С.В.Подлесных, К.Н.Фирсов

Исследованы зависимости напряжения горения объёмного самостоятельного разряда (ОСР) от удельного энерговклада в смесях SF_6 с C_2H_6 и H_2 , являющихся рабочими средами нецепного электрохимического HF-лазера. Установлено, что напряжение линейно увеличивается с ростом удельного энерговклада, причем относительное увеличение напряжения в смесях $SF_6 - C_2H_6$ заметно выше, чем в чистом SF_6 и в смесях $SF_6 - H_2$. Выдвинуто и обосновано предположение об определяющей роли процесса диссоциации молекул электронным ударом в наблюдаемом росте напряжения. По экспериментальным зависимостям найдены приближённые значения энергетической цены образования фрагментов диссоциации, в том числе и атома фтора при разряде в чистом SF_6 : $\tilde{E}_d(F) = 5 \pm 1$ эВ. Величины $\tilde{E}_d(F)$ хорошо согласуются с известными из литературы данными, полученными другими экспериментальными методами. Сделан вывод о том, что процесс диссоциации является основным механизмом ограничения плотности тока, позволяющим реализовать ОСР без предварительной ионизации газа в рабочих средах нецепного HF-лазера и определяющим более высокую устойчивость объёмного разряда в смесях SF_6 с углеводородами (угледейтеридами) по сравнению со смесями с водородом (дейтерием). Предложена и обоснована методика численной оценки эффекта ограничения плотности тока и его влияния на устойчивость ОСР.

Ключевые слова: нецепной электрохимический HF-лазер, SF_6 , объёмный самостоятельный разряд, неустойчивость разряда, ограничение плотности тока, диссоциация.

1. Введение

Объёмный самостоятельный разряд (ОСР) в плотных газах широко применяется для накачки газовых лазеров, что и определяет многолетний интерес к его исследованиям [1–5]. Одним из наиболее мощных электроразрядных лазеров среднего ИК диапазона длин волн является нецепной химический HF(DF)-лазер. Донором атомарного фтора в этом лазере обычно служит сильно электроотрицательный газ SF_6 [4, 5]. Его присутствие в смеси в течение многих лет ограничивало возможность увеличения энергии излучения нецепного HF(DF)-лазера из-за проблем, связанных с реализацией ОСР [4]. Это было обусловлено, в первую очередь, следующим обстоятельством. Известно, что ключевым условием зажигания ОСР является наличие в разрядном промежутке первичных электронов с концентрацией не ниже некоторой минимальной величины, гарантирующей перекрытие головок развивающихся электронных лавин при приложении к промежутку импульса высокого напряжения [1, 3, 6]. Для получения первичных электронов применяется предьонизация газа источниками жёсткого излучения [1, 6, 7] или предварительное заполнение промежутка электронами за счёт их дрейфа в электрическом поле [2, 8]. Эти методы эффективны для инициирования ОСР в слабо электроотрицательных газах, например в рабочих смесях

электроразрядных CO_2 -лазеров [2, 9], эксимерных лазеров [10] и др. Что касается сред на основе сильно электроотрицательных газов, в том числе и на основе SF_6 , то все они, как следует из простого анализа, оказываются непригодными из-за больших потерь электронов в процессе прилипания независимо от метода предварительной ионизации газа [5, 11]. Иными словами, в соответствии со сложившимися представлениями о физике формирования объёмных разрядов, получение ОСР в сильно электроотрицательных газах стандартными методами принципиально невозможно. Однако в работе [12] было обнаружено, что при средних давлениях (10–200 Тор) самостоятельный разряд в SF_6 и газовых смесях на его основе развивается в объёмной форме в отсутствие какой бы то ни было предьонизации газа как в промежутках с однородным электрическим полем, так и в промежутках с высоким краевым усилением поля при условии, что на поверхность катода равномерно нанесены мелкомасштабные (~50 мкм) неоднородности. Для этой необычной формы ОСР в [5, 13] был введен термин «самоиницирующий объёмный разряд».

В [14] установлено, что подобное развитие самостоятельного разряда характерно не только для SF_6 , но и для ряда других сильно электроотрицательных газов – фторидов, иодидов и хлоридов. Динамика самоиницирующегося объёмного разряда детально исследована в [5, 15] на примере SF_6 и смесей SF_6 с H_2 и C_2H_6 , служащих рабочими средами нецепного HF-лазера. Разряд зажигается, как правило, на краю разрядного промежутка в области локального усиления электрического поля в виде одного или нескольких диффузных каналов. Затем, по мере увеличения электрической энергии, вводимой в плазму, появившиеся первыми диффузные каналы инициируют образование новых каналов, и разряд самопро-

А.А.Белевцев. Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН, Россия, 127412 Москва, ул. Ижорская, 13/19

С.Ю.Казанцев, И.Г.Кононов, А.А.Лебедев, С.В.Подлесных, К.Н.Фирсов. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: k_firsov@rambler.ru

Поступила в редакцию 10 марта 2011 г.

извольно «растекается» по промежутку из зоны первоначального пробоя, перемещаясь перпендикулярно приложенному электрическому полю при напряжении на электродах, близком к напряжению статического пробоя. Обнаружение этой формы ОСР позволило более чем на порядок увеличить выходную энергию излучения нецепных HF(DF)-лазеров и показать возможность её дальнейшего увеличения [4–13].

В [5, 13] показано, что развитие ОСР в форме самоиницирующегося объёмного разряда обусловлено существованием в сильно электроотрицательных газах механизмов ограничения плотности тока в диффузном канале разряда, которые препятствуют протеканию всей энергии, запасённой в источнике питания, через один канал. В результате такого ограничения для разрядной системы оказывается более выгодным по мере увеличения вводимой в плазму энергии образовывать новые диффузные каналы, а не пропускать всю энергию через один.

В [4, 5, 16, 17] было установлено, что небольшие добавки (5% – 20%) некоторых газов к SF₆, например углеводородов (или углейтеридов), позволяют заметно увеличить длительность устойчивого горения и однородность ОСР. Представляется вероятным, что подобные добавки влияют на устойчивость ОСР через ограничение плотности тока. Однако исследований взаимосвязи эффекта ограничения плотности тока и устойчивости ОСР в газовых смесях на основе SF₆ до настоящего времени не проводилось. Очевидно, что для установления подобной взаимосвязи требуется понимание механизмов ограничения плотности тока. В качестве таких механизмов ранее рассматривались процессы прилипания электронов к колебательно-возбуждённым молекулам SF₆ [5], электрон-ионной рекомбинации [15] и диссоциации молекул SF₆ электронным ударом [5]. В [18] было показано, что прилипанием электронов к колебательно возбуждённым молекулам SF₆, образующимся в плазме ОСР, можно пренебречь. Константы скоростей электрон-ионной рекомбинации (β_{ei}) и отрыва электронов от отрицательных ионов электронным ударом (k_d) для SF₆ в условиях ОСР оказываются, согласно работам [19, 20], близкими: $\beta_{ei} \approx k_d = (2 - 3) \times 10^{-7}$ см³/с. Поэтому влияние этих процессов на разрядные характеристики в значительной мере взаимно компенсируется, и наиболее вероятным кандидатом на роль основного механизма, ответственного за эффект ограничения плотности тока в газовых смесях на основе SF₆, представляется процесс диссоциации SF₆ электронным ударом, на который расходуется более 80% вводимой в плазму ОСР энергии [21].

Целью настоящих исследований являлся поиск экспериментальных доказательств предположения о главенствующей роли процесса диссоциации SF₆ и других компонентов смеси электронным ударом в эффекте ограничения плотности тока, а также интерпретация разного характера влияния H₂ и C₂H₆ на устойчивость ОСР в рабочих смесях HF-лазера.

2. Экспериментальная установка и методика экспериментов

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. ОСР зажигался в геометрии электродов стержень (катод) – плоскость при межэлектродном расстоянии $d = 48$ мм и давлении газовых смесей $p = 9 - 30$ Тор. Катод представлял собой медный провод диаметром 1 мм в

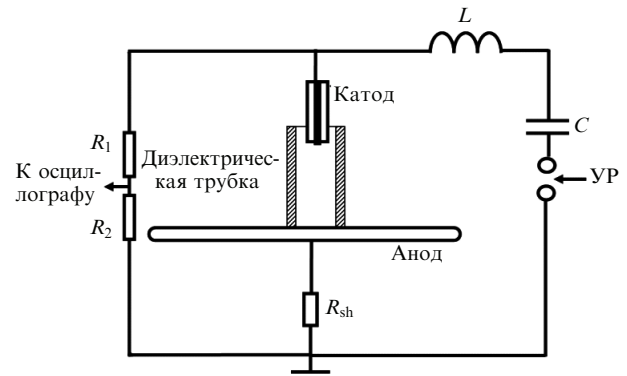


Рис.1. Схема экспериментальной установки:

УР – управляемый искровой разрядник; R_{sh} – токовый шунт; $R_1 - R_2$ – делитель напряжения; C – конденсатор; L – индуктивность.

полиэтиленовой изоляции. В разрядном промежутке с таким катодом ОСР развивается в виде диффузного канала, замыкающегося на единственное катодное пятно [5]. На промежуток через варьруемую индуктивность L разряжался конденсатор C ёмкостью 0.8 – 3 нФ, заряжаемый до напряжения 13 – 40 кВ. Исследовался разряд в SF₆ и в смесях SF₆ с C₂H₆ и H₂. Для фиксации объёма V_{dis} , занимаемого плазмой ОСР, поперечные размеры разряда ограничивались диэлектрической трубкой диаметром 8.5 мм (метод ограниченного разряда [5]). Если ограничение отсутствует, объём V_{dis} увеличивается с увеличением вводимой в плазму ОСР электрической энергии. Регистрация напряжения и тока ОСР осуществлялась соответственно с помощью калиброванных делителя напряжения и шунта цифровым осциллографом с полосой пропускания 100 МГц. Для минимизации влияния на результаты измерений реакций с участием химически активных атомов фтора, образующихся в процессе диссоциации SF₆ электронным ударом, в большинстве экспериментов полная длительность тока разряда (по уровню 0.1) не превышала 100 нс.

Удельный энерговклад в плазму ОСР в расчёте на одну молекулу w_{in} определялся как

$$w_{in} = \frac{1}{V_{dis} N_0} \int_0^{t_{max}} U(t) I(t) dt, \quad (1)$$

где N_0 – исходная суммарная концентрация молекул; $U(t)$ – напряжение на разрядном промежутке; $I(t)$ – ток ОСР; t_{max} – время достижения током максимального значения (длительность переднего фронта токового импульса). Время отсчитывается от момента пробоя разрядного промежутка.

В экспериментах регистрировались зависимости от w_{in} напряжения U_{qs} в квазистационарной фазе горения ОСР. Величина U_{qs} измерялась в момент времени, соответствующий максимуму тока, $U_{qs} = U(t_{max})$, поэтому и интегрирование в (1) проводится от нуля до t_{max} . Изменение $U_{qs}(w_{in})$ с ростом w_{in} характеризовалось параметром $\Delta = (U_{qs} - U_{qs}^0)/U_{qs}^0$, где U_{qs}^0 – напряжение U_{qs} при минимальном энерговкладе в плазму, определяемое по экспериментальной зависимости $U_{qs}(w_{in})$ при $w_{in} \rightarrow 0$.

Критическая приведённая напряжённость электрического поля $(E/N)_{cr}$ (E – напряжённость электрического поля, а N – концентрация молекул), отвечающая U_{qs}^0 (в сильно электроотрицательных газах величина $(E/N)_{cr}$

близка к E/N в квазистационарной фазе горения разряда [15]), определялась из соотношения

$$U_{qs}^0 = (E/N)_{cr} dN_0 + U_k, \quad (2)$$

где U_k – катодное падение потенциала (толщиной катодного слоя в рассматриваемом диапазоне давлений можно пренебречь [22]). С этой целью в исследуемых газовых смесях регистрировались зависимости U_{qs}^0 от параметра pd при низких удельных энерговкладах ($w_{in} < 0.05$ эВ/мол.). Давление смесей варьировалось в диапазоне 6–60 Тор. В данной серии измерений зона ОСР не ограничивалась диэлектрической трубкой. Зависимости $U_{qs}^0(pd)$ для всех газовых смесей с хорошей точностью аппроксимируются линейными функциями.

3. Результаты экспериментов и их обсуждение

На рис.2 приведены осциллограммы тока и напряжения ОСР, снятые для смеси $SF_6:C_2H_6 = 5:1$ при достаточно большой длительности разрядного тока для двух значений w_{in} . Видно, что с ростом энерговклада осциллограмма напряжения деформируется и U_{qs} увеличивается, что свидетельствует о включении механизмов ограничения плотности тока ОСР [5]. На осциллограмме напряжения (рис.2,б) после достижения током максимального значения наблюдается участок, на котором напряжение довольно резко снижается. Это связано с увеличением длины незавершенного искрового канала, прорастающего в промежуток со стороны катода, при увеличении w_{in} . При дальнейшем увеличении w_{in} время от момента зажигания разряда до появления на осциллограмме напряжения участка резкого снижения уменьшается и в конечном счёте ОСР контрагирует. Поэтому в экспериментах энерговклад w_{in} ограничивался значениями, при

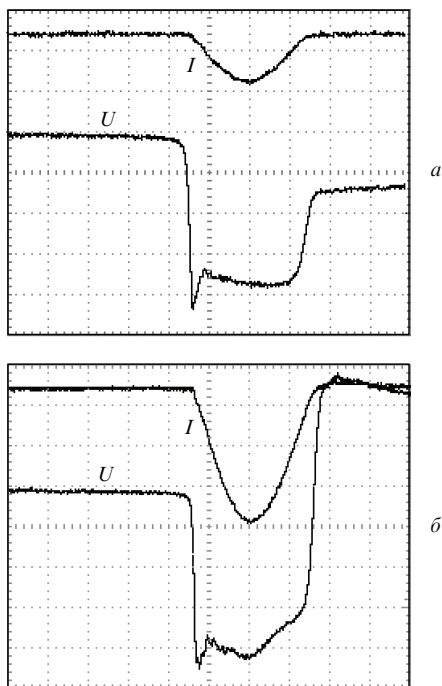


Рис.2. Осциллограммы напряжения U и тока I ограниченного ОСР в смеси $SF_6:C_2H_6 = 1:5$ при давлении $p = 15$ Тор и удельном энерговкладе $w_{in} = 0.7$ (а) и 2 эВ/мол. (б). Развёртка 50 нс/дел.

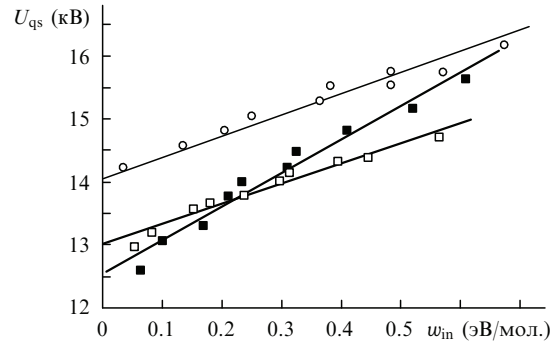


Рис.3. Зависимости U_{qs} от w_{in} при $t_{max} = 30$ нс и $p = 24$ Тор для ОСР в SF_6 (○), а также в смесях $SF_6:C_2H_6 = 5:1$ (■) и $SF_6:H_2 = 5:1$ (□).

которых искажения осциллограммы напряжения не проявляются. Кроме того, как уже отмечалось выше, зависимости $U_{qs}(w_{in})$ снимались при длительности разрядного тока, не превышающей 100 нс, что также способствовало реализации ОСР с большими w_{in} без образования заметного незавершённого канала.

На рис.3 приведены зависимости U_{qs} от w_{in} для SF_6 и смесей SF_6 с C_2H_6 и H_2 . В диапазоне $w_{in} = 0 - 0.7$ эВ/мол. эти зависимости с достаточно хорошей точностью могут быть аппроксимированы линейной функцией

$$U_{qs} = U_{qs}^0 + Kw_{in}, \quad (3)$$

где K – константа, зависящая от состава газовой смеси. Заметный рост U_{qs} с ростом вводимой в плазму энергии свидетельствует о существовании механизмов ограничения плотности тока. В описываемых экспериментах моделируется один диффузный канал ОСР, возможность расширения которого ограничена стенками диэлектрической трубки. В отсутствие трубки занимаемый разрядом объём будет, благодаря механизмам ограничения плотности тока, увеличиваться с ростом энерговклада, а в случае плоской геометрии электродов эти механизмы будут препятствовать протеканию всей запасённой в конденсаторе энергии через один канал и стимулировать переход разрядной системы в новое состояние с образованием дополнительных диффузных каналов [5, 15].

Как уже отмечалось, диссоциация нейтральных молекул электронным ударом представляется наиболее вероятным механизмом ограничения плотности тока в диффузном канале. Актуальное значение в связи с этим приобретает вопрос о количественной оценке эффективности данного процесса в рассматриваемых условиях.

Пусть смесь состоит из S компонентов, для каждого из которых имеется n_l различных каналов диссоциации, причем в результате одного акта диссоциации l -го компонента в i -м канале образуется m_{il} фрагментов. Тогда для скорости нарастания во времени суммарной концентрации $N_d^{(il)}$ продуктов диссоциации в этом канале имеем выражение

$$\frac{dN_d^{(il)}}{dt} = \frac{1}{e} m_d \eta_d^{(il)} (E/N) J E, \quad 1 \leq i \leq n_l, \quad 1 \leq l \leq S, \quad (4)$$

где

$$\eta_d^{(il)} (E/N) = \frac{k_d^{(il)} (E/N)}{u_e (E/N)} \frac{\delta_l}{E/N}; \quad \delta_l = \frac{N_l}{N}; \quad (5)$$

e – заряд электрона; J – плотность тока; N_l – концентрация l -го компонента; $k_d^{(il)}(E/N)$ и $u_e(E/N)$ – зависящие от приведённой напряжённости электрического поля E/N константа скорости диссоциации электронным ударом l -го компонента в i -м канале и скорость дрейфа электронов соответственно. Введённая нами величина $\eta_d^{(il)}(E/N)$ имеет простой физический смысл. Действительно, как следует из (4), $e/\eta_d^{(il)}(E/N)$ – это энергетическая цена одного акта диссоциации l -го компонента в i -м канале. Суммарная концентрация всех фрагментов диссоциации, образовавшихся к моменту достижения током максимального значения, есть

$$\Delta N_d = \frac{1}{e} \sum_l \sum_i m_{il} \int_0^{t_{\max}} \eta_d^{(il)}(E/N) J E dt. \quad (6)$$

При сравнительно небольших удельных энергозатратах приведённая напряжённость поля E/N мало меняется по мере нарастания тока разряда. Кроме того, числитель и знаменатель в соотношении (5) являются монотонно растущими функциями параметра E/N , в результате величина $\eta_d^{(il)}(E/N)$ для характерных условий наших экспериментов (энергия вводится в плазму в квазистационарной фазе разряда при величине E/N , близкой к постоянной) слабо зависит от E/N . В частности, используя расчётные данные по кинетическим коэффициентам для SF₆ [21], нетрудно убедиться, что $\eta_d^{(il)}(E/N)$ для чистого SF₆ увеличивается менее чем на 10% даже при пятикратном росте приведённой напряжённости поля – от 100 до 500 Тд. Сказанное позволяет вынести $\eta_d^{(il)}(E/N)$ в (6) за знак интеграла. В итоге с учётом (1) имеем

$$\Delta N_d = \frac{1}{e} w_{\text{in}} N_0 \sum_l \sum_i m_{il} \eta_d^{(il)}(E/N). \quad (7)$$

Определим степень диссоциации α как суммарную избыточную, по сравнению с исходной концентрацией N_0 , концентрацию частиц $\Delta \tilde{N}_d$ в диссоциированном газе, отнесённую к N_0 : $\alpha = \Delta \tilde{N}_d / N_0$. Поскольку в каждом акте диссоциации исчезает одна молекула исходного компонента, то

$$\Delta \tilde{N}_d = \frac{1}{e} w_{\text{in}} N_0 \sum_l \sum_i (m_{il} - 1) \eta_d^{(il)}(E/N). \quad (8)$$

Энергетическая цена образования одного из фрагментов исходных компонентов смеси независимо от их природы

$$E_d = \frac{w_{\text{in}} N_0}{\Delta N_d} = \frac{e}{\sum_l \sum_i m_{il} \eta_d^{(il)}(E/N)}. \quad (9)$$

Величина E_d и α связаны между собой очевидным соотношением:

$$E_d = \frac{w_{\text{in}}}{\alpha} \xi, \quad \xi = 1 - \frac{\sum_l \sum_i \eta_d^{(il)}}{\sum_l \sum_i m_{il} \eta_d^{(il)}}. \quad (10)$$

Для определения параметра ξ необходимо иметь достаточно полную информацию обо всех каналах диссоциации, которая для смесей многоатомных молекул в настоящее время вряд ли имеется. Вместе с тем можно ожидать, что именно для таких смесей, как следует из (10), ξ мало отличается от единицы.

Выразим E_d через измеряемые в эксперименте величины, полагая, что рост напряжения горения ОСР с увеличением энергозатрат обусловлен исключительно диссоциацией. В соответствии с (2) и (3) имеем

$$(E/N) dN_0 (1 + \alpha) + U_k = U_{\text{qs}}^0 + K w_{\text{in}}. \quad (11)$$

При разряде в диссоциирующем газе приведённая напряжённость поля может, вообще говоря, отличаться от критической величины $(E/N)_{\text{cr}}$ в отсутствие диссоциации: $E/N = (E/N)_{\text{cr}} (1 + \varepsilon)$. При малых степенях диссоциации ($\alpha \ll 1$) это отличие, однако, невелико, и с достаточной точностью можно считать, что $|\varepsilon| \ll 1$. С учётом этого из (2) и (11) следует выражение

$$(E/N)_{\text{cr}} (\varepsilon + \alpha) dN_0 = K w_{\text{in}}. \quad (12)$$

Полученные экспериментальные данные не позволяют определить ни знак, ни абсолютную величину ε . Можно говорить лишь о приближённой оценке α или отношения E_d/ξ . В частности, пренебрегая ε по сравнению с α , имеем

$$\frac{w_{\text{in}}}{\alpha} = \frac{(E/N)_{\text{cr}} dN_0}{K}. \quad (13)$$

Значения w_{in}/α , найденные с учётом этого допущения по экспериментальным зависимостям, представлены в табл.1 и позволяют сделать ряд замечаний принципиального характера.

Во-первых, степень диссоциации α при достаточно заметных удельных энергозатратах (см. рис.3) может превышать 10%. Иными словами, в рассматриваемых условиях процесс диссоциации компонентов исследуемых смесей электронным ударом действительно протекает весьма эффективно.

Во-вторых, видно, что w_{in}/α сильно зависит от состава газа. Для смесей SF₆ с этаном она значительно ниже, чем для чистого SF₆ или смеси SF₆ с водородом. Последнее, по-видимому, обусловлено тем, что при диссоциации молекула C₂H₆ может распасться более чем на два фрагмента (см. соотношение (8)). Кроме того, константа диссоциации молекулы H₂ электронным ударом сравнительно мала, поскольку суммарное сечение диссоциации достигает максимального значения $\sim 8 \times 10^{-17}$ см² лишь при энергии электронов ~ 15 эВ, а эффективный механизм диссоциации через возбуждение колебательных уровней не успевает «включиться» за время разряда [23]. С ростом процентного содержания этана (увеличения δ_l) значение w_{in}/α в соответствии с (8) должно уменьшаться, поскольку константа скорости диссоциации $k_d^{(il)}(E/N)$ для этана в рассматриваемых условиях заведомо больше, чем для SF₆. Это находится в полном соответствии с данными табл.1.

В значительной мере оправдывает сделанные при оценке α допущения следующее обстоятельство. Соглас-

Табл.1. Значения параметра w_{in}/α для SF₆ и смесей SF₆-H₂ и SF₆-C₂H₆.

Смесь	w_{in}/α (эВ/мол.)
Чистый SF ₆	5 ± 1
SF ₆ :H ₂ = 5:1	5.2 ± 1.1
SF ₆ :C ₂ H ₆ = 5:1	3.1 ± 0.9
SF ₆ :C ₂ H ₆ = 5:5	2.6 ± 0.6

но [24] в условиях ОСП в чистом SF₆ доминирует канал диссоциации



В [24] для этих условий была экспериментально определена энергетическая цена образования атома фтора $\tilde{E}_d(\text{F})$, равная отношению удельного энергозатрата $w_{\text{in}}N_0$ к суммарной концентрации образовавшихся в процессе диссоциации атомов фтора $\Delta\tilde{N}_d(\text{F})$. Поскольку, в соответствии с реакцией (14), $\Delta\tilde{N}_d(\text{F}) = \Delta\tilde{N}_d$, то с учётом соотношения (8) имеем

$$\tilde{E}_d(\text{F}) = \frac{w_{\text{in}}N_0}{\Delta\tilde{N}_d(\text{F})} = \frac{w_{\text{in}}N_0}{\Delta\tilde{N}_d} = \frac{w_{\text{in}}}{\alpha}. \quad (15)$$

В [24] и [25] получены $\tilde{E}_d(\text{F}) = 4_{-0.8}^{+1.2}$ и 4.5 эВ соответственно, что находится в весьма хорошем согласии с нашим результатом: $w_{\text{in}}/\alpha = 5 \pm 1$ эВ (см. табл.1). Косвенным образом это подтверждает и доминирующую роль реакции диссоциации (14) в чистом SF₆.

Заметим, что энергетическая цена образования одного фрагмента E_d в реакции (14) несколько меньше. Действительно, в этом случае $S = 1$, $m_{il} = 3$, $\xi = 2/3$. В результате с использованием данных табл.1 из соотношения (10) получаем $E_d \approx 3.3$ эВ.

Для смесей SF₆ с C₂H₆ приведенные в табл.1 значения w_{in}/α из-за отсутствия детальной информации о каналах диссоциации уже не могут использоваться для определения цены образования атомов фтора. Они дают, однако, разумное представление о некоторых средних затратах энергии на образование фрагмента диссоциации независимо от его природы.

На рис.4 приведены зависимости параметра $\Delta = (U_{\text{qs}} - U_{\text{qs}}^0)/U_{\text{qs}}^0$ от w_{in} , построенные по данным рис.3. Видно, что Δ для смеси SF₆-C₂H₆ в целом больше и растёт с увеличением w_{in} заметно быстрее, чем для SF₆ и смеси SF₆-H₂. В пределах точности линейной аппроксимации (3)

$$\Delta = \frac{K}{U_{\text{qs}}^0} w_{\text{in}}, \quad (16)$$

т. е. Δ растёт прямо пропорционально w_{in} .

В экспериментах настоящей работы было также установлено, что в смесях SF₆ с углеводородами при постоянном w_{in} величина Δ увеличивается с ростом процентного содержания углеводорода в смеси (но не более чем до 50%), причем увеличение (уменьшение) Δ коррелирует с увеличением (уменьшением) устойчивости ОСП.

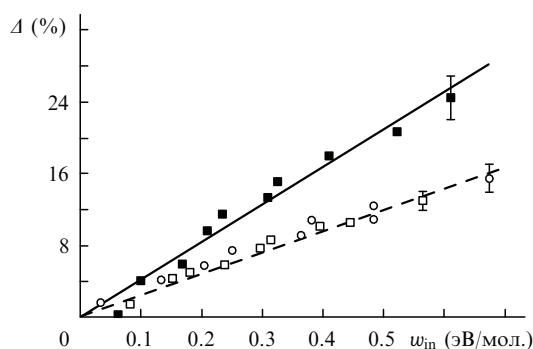


Рис.4. Зависимости параметра $\Delta = (U_{\text{qs}} - U_{\text{qs}}^0)/U_{\text{qs}}^0$ от w_{in} при $p = 24$ Тор и $t_{\text{max}} = 30$ нс для ОСП в SF₆ (○), а также в смесях SF₆:C₂H₆ = 5:1 (■) и SF₆:H₂ = 5:1 (□).

Следует отметить и явную корреляцию Δ и w_{in}/α : при одинаковом w_{in} параметр Δ тем больше, чем меньше w_{in}/α , т. е. относительное увеличение напряжения горения ОСП, связанное с ограничением плотности тока, тем больше, чем легче диссоциирует смесь в плазме ОСП. Фактически, параметр Δ определяет саму возможность зажигания ОСП в форме самоиницирующегося объёмного разряда и, при прочих равных условиях, запас его устойчивости.

Заметим, что линейность экспериментальных зависимостей U_{qs} и Δ от w_{in} с учётом приведённого выше теоретического рассмотрения, а также хорошее согласие найденной в настоящей работе энергетической цены образования атома фтора с её значениями, полученными другими экспериментальными методами [24, 25], свидетельствуют в пользу предположения о главенствующей роли процессов диссоциации SF₆ и других компонентов рабочих сред HF-лазера электронным ударом в эффекте ограничения плотности тока.

Таким образом, из представленного экспериментального материала можно сделать вывод о том, что в смесях SF₆ с C₂H₆ эффект ограничения плотности тока, связанный с диссоциацией молекул в плазме ОСП, более выражен, чем в чистом SF₆ и его смесях с водородом. Вследствие этого при развитии ОСП в смесях SF₆ с углеводородами в системах с плоскими электродами новые диффузные каналы должны появляться при меньшей электрической энергии, введённой в плазму образованного ранее канала, чем в смесях с более высокой энергией диссоциации молекул. Как результат, число каналов должно увеличиться, т. е. должна улучшиться однородность ОСП и, из-за уменьшения тока через отдельное катодное пятно, должна повыситься его устойчивость (должно увеличиться время устойчивого горения). Повидимому, именно указанными факторами и обусловлены более высокие устойчивость и однородность ОСП в смесях SF₆ с углеводородами (угледейтеридами), чем в смесях SF₆ с водородом (дейтерием), на что обращалось внимание ранее [4, 5, 16, 17] и что ещё раз подтверждается экспериментами настоящей работы.

4. Заключение

Таким образом, установлено, что в газовых смесях на основе SF₆, в том числе и в рабочих смесях нецепного HF-лазера, напряжение горения ОСП практически линейно увеличивается с ростом вводимой в плазму энергии.

В предположении, что основную роль в увеличении напряжения горения ОСП с ростом вводимой энергии играет процесс диссоциации молекул электронным ударом, из экспериментальных зависимостей найдены приближённые значения энергетической цены образования фрагментов диссоциации в рабочих средах HF-лазеров. Определена энергетическая цена образования атома фтора в электрическом разряде для чистого SF₆, которая хорошо согласуется с результатами, полученными другими методами [24, 25].

Установлено, что добавление к SF₆ этана, в отличие от добавок водорода, усиливает эффект ограничения плотности тока – приводит к существенному увеличению скорости роста напряжения на плазме ОСП с ростом введённой в плазму энергии из-за диссоциации молекул углеводорода электронным ударом при больших значениях E/N , определяемых характеристиками SF₆ как ос-

нового компонента смеси. Это дает основание полагать, что именно усиление эффекта ограничения плотности тока и является основной причиной повышения устойчивости и однородности ОСР при добавлении к SF₆ углеводородов.

Работа частично поддержана РФФИ (грант № 09-02-00475).

1. Месяц Г.А., Королев Ю.Д. *УФН*, **148** (1), 101 (1986).
2. Apollonov V.V., Baitsur G.G., Ermachenko A.V., Firsov K.N., Konev V.M., Kononov I.G., Koval'chuk O.B., Kralin V.V., Minenkov V.R., Prokhorov A.M., Semenov S.K., Shubin B.G., Yamschchikov V.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **8** (2), 220 (1991).
3. Осипов В.В. *УФН*, **170** (3), 225 (2000).
4. Аполлонов В.В., Казанцев С.Ю., Орешкин В.Ф., Сайфуллин А.В., Фирсов К.Н. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **64** (7), 1439 (2000).
5. Аполлонов В.В., Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Сайфуллин А.В., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **30** (3), 207 (2000).
6. Мак-Даниэль И., Нигэн У. *Газовые лазеры* (М.: Мир, 1986, с. 461 – 502).
7. Генкин С.А., Карлов Н.В., Клименко К.А., Королев Ю.Д., Кузьмин Г.П., Месяц Г.А., Новоселов Ю.Н., Прохоров А.М. *Письма в ЖТФ*, **10** (11), 641 (1984).
8. Аполлонов В.В., Байцур Г.Г., Прохоров А.М., Фирсов К.Н. *Письма в ЖТФ*, **11** (20), 1262 (1985).
9. Аполлонов В.В., Байцур Г.Г., Прохоров А.М., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **14** (10), 1940 (1987).
10. Riva R., Legentil M., Pasquers S., Puech V. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **28**, 856 (1995).
11. Белевцев А.А., Фирсов К.Н. В кн.: *Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Т. XI-4. Газовые и плазменные лазеры* (М.: Физматлит, 2005, с. 761 – 763).
12. Аполлонов В.В., Казанцев С.Ю., Орешкин В.Ф., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **25** (2), 123 (1998).
13. Apollonov V.V., Firsov K.N., Kazantsev S.Y., Oreshkin V.F. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3574**, 374 (1998).
14. Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Сайфуллин А.В., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **33** (6), 489 (2003).
15. Аполлонов В.В., Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Сайфуллин А.В., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **32** (2), 95 (2002).
16. Аполлонов В.В., Казанцев С.Ю., Орешкин В.Ф., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **24** (3), 213 (1997).
17. Бычков Ю.И., Горчаков С.Л., Ястремский А.Г. *Квантовая электроника*, **30** (8), 733 (2000).
18. Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G. *Appl. Phys. B*, **82**, 455 (2006).
19. Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **40** (6), 484 (2010).
20. Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **42**, 215205 (2009).
21. Словецкий Д.И., Дерюгин А.А. В сб.: *Химия плазмы*. Под ред. Б.М.Смирнова (М.: Энергоатомиздат, 1987, т. 13, с. 240 – 277).
22. Аполлонов В.В., Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Сайфуллин А.В., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **31** (7), 629 (2001).
23. Словецкий Д.И. *Механизмы химических реакций в неравновесной плазме* (М.: Наука, 1980).
24. Гордон Е.Б., Матюшенко В.И., Репин П.Б., Сизов В.Д. *Химическая физика*, **8** (9), 1212 (1989).
25. Башкин А.С., Ораевский А.Н., Томашев В.Н., Юрышев Н.Н. *Квантовая электроника*, **10** (2), 428 (1983).