

Ион-ионная рекомбинация в SF_6 и смесях $SF_6 - C_2H_6$ при высоких значениях E/N

В.В.Аполлонов*, А.А.Белевцев**, С.Ю.Казанцев*, А.В.Сайфулин*, К.Н.Фирсов*

Измерены коэффициенты ион-ионной рекомбинации в распадающейся плазме SF_6 и смесей $SF_6 - C_2H_6$ в диапазоне давлений 15–90 мм рт. ст. при приведенных напряженностях поля 100–250 Тд. Проанализирован зарядовый состав и определены доминирующие каналы ион-ионной рекомбинации в таких плазмах. Получены соотношения для оценки приэлектродных падений потенциала в условиях распадающейся плазмы в сильно электроотрицательных газах. Путем экстраполяции результатов измерений оценивается коэффициент ион-ионной рекомбинации в SF_6 при напряженностях поля, близких к критической. Сделан вывод о необходимости учета ион-ионной рекомбинации при расчете характеристик разряда в нецепных HF-лазерах.

Ключевые слова: SF_6 , ион-ионная рекомбинация, HF-лазер, электроотрицательные газы.

1. Введение

Возможность зажигания объемного самостоятельного разряда (ОСР) без предыонизации – самоиницирующегося объемного разряда [1] в смесях SF_6 с углеводородами, обнаруженная в [2], вывела на качественно новый уровень проблему масштабирования нецепных HF-лазеров, что позволило более чем на порядок (в 40 раз) увеличить их мощность и энергию. В настоящее время энергия излучения нецепных HF-лазеров, инициируемых ОСР, превышает 400 Дж при электрическом КПД более 4% [3].

Несомненный интерес в этой связи представляет дальнейшее изучение ОСР в SF_6 и смесях SF_6 с углеводородами. Вследствие сильной электроотрицательности SF_6 -плазма такого разряда обладает рядом особенностей, в частности концентрации отрицательных и положительных ионов в ней значительно (почти на два порядка) превышают концентрацию электронов [1, 4]. В связи с этим в разрядной кинетике заметную роль могут играть процессы, связанные с ионной составляющей плазмы: разрушение отрицательных ионов электронным ударом, диссоциативная электрон-ионная рекомбинация и ион-ионная рекомбинация [4]. Последний процесс существенно влияет на концентрации ионов в ОСР и полностью определяет зарядовую кинетику в распадающейся плазме.

Ион-ионная рекомбинация в SF_6 и его смесях с углеводородами во внешнем электрическом поле в настоящее время изучена сравнительно мало. Имеются, по-видимому, лишь две работы [5, 6], в которых коэффициент ион-ионной рекомбинации β измерен в SF_6 , бинарных смесях SF_6 с редко используемым в HF-лазерах углеводородом

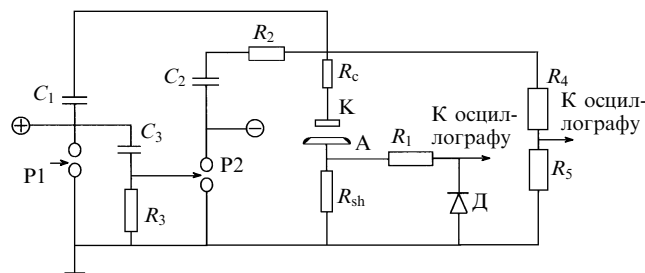


Рис.1. Схема установки для измерения коэффициента ион-ионной рекомбинации.

CH_4 и в тройных смесях $SF_6 - CH_4 - Ar/He$ при рабочих давлениях $p > 100$ мм рт. ст. и относительно низких приведенных напряженностях электрического поля $E/N < 160$ Тд (N – концентрация нейтральных частиц). Остальные экспериментальные [7] и теоретические (моделирование методом Монте-Карло) [8] исследования охватывают значительно более широкий диапазон давлений ($\sim 10^2 - 10^4$ мм рт. ст.), однако в приближении нулевого электрического поля.

Для расчетов характеристик ОСР в нецепном HF-лазере основной интерес представляет коэффициент β для смесей SF_6 с углеводородом C_2H_6 [1–3] при $p = 30 - 90$ мм рт. ст. (лазеры с достаточно большими апертурами) и E/N , близких к критическому значению $(E/N)_{cr}$ в SF_6 . Целью настоящей работы является измерение коэффициента ион-ионной рекомбинации в чистом SF_6 и его смесях с C_2H_6 в указанном диапазоне давлений при значениях E/N вплоть до 250 Тд. Это, в частности, позволит разумно оценить и коэффициент β при $E/N \sim (E/N)_{cr}$, характерных для самостоятельного разряда.

2. Экспериментальная установка и методика измерений

Ионная плазма для измерения коэффициента β создавалась импульсным ОСР. Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. ОСР зажигался между

*Институт общей физики РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

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

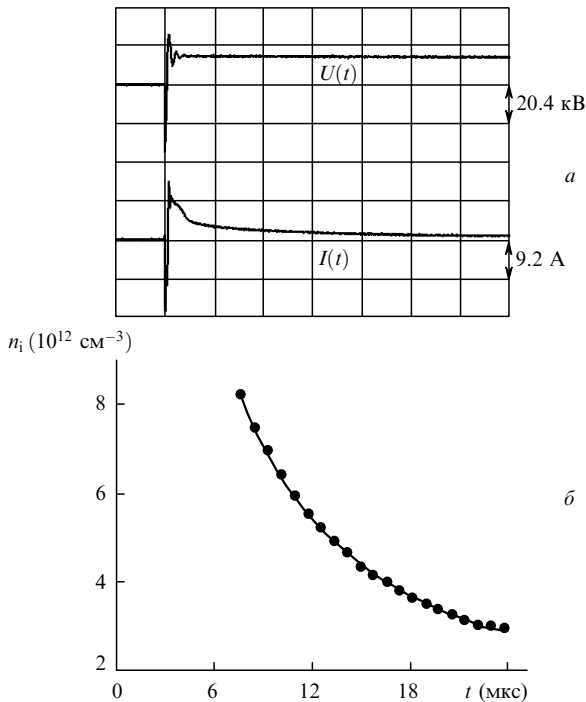


Рис.2. Осциллограммы напряжения на разрядном промежутке U (верхний луч) и тока распадающейся плазмы I (нижний луч) (а), а также зависимости концентрации ионов n_i от времени t , рассчитанная по осциллограммам рис.2,а (точки) и полученная методом наименьших квадратов (сплошная линия) при $p = 30$ мм рт. ст. и $E/N = 230$ Тд (б).

анизотропно-резистивным катодом К размером 5×5 см (аналогичным применявшемуся в [9]) и дисковым анодом А диаметром 12 см, скругленным по периметру радиусом 1 см, при коммутации напряжения разрядником Р1. Межэлектродное расстояние d варьировалось в диапазоне 2–8 см. Использование анизотропно-резистивного катода позволяло получить разряд, равномерно распределенный по поверхности катода, что является необходимым условием применимости используемых в дальнейшем сравнительно простых соотношений для определения концентрации ионов.

Сопротивление анизотропно-резистивного катода $R_c \sim 1$ Ом не вносит заметных искажений в измерение ионного тока, поскольку оно много меньше сопротивления ионной плазмы $R_p \sim 1$ кОм. Величина емкости $C_1 = 2 - 8$ нФ определялась условиями устойчивости и однородности ОСР. Конденсатор $C_2 = 174$ нФ, подключаемый к разряднику Р2, служил для поддержания постоянного напряжения на разрядном промежутке в течение времени измерения ионного тока (до 20 мкс). Сопротивление $R_2 = 50$ Ом, включенное в цепь разряда этого конденсатора, позволяло свести к минимуму его влияние на энергию, выделяемую в плазме ОСР. Разрядник Р2 запускался автоматически при срабатывании разрядника Р1 и замыкании конденсатора C_3 на сопротивление R_3 . Ток регистрировался резистивным шунтом R_{sh} .

Ионный ток распадающейся плазмы был существенно (на несколько порядков) меньше максимального тока ОСР, поэтому для повышения точности измерений сигнал с шунта обрезался на уровне 1 В диодным ограничителем $R_1 - Д$. Калибровка схемы измерения ионного тока и проверка ее линейности проводились при замыкании на шунт (через разрядник) конденсатора, заряжен-

ного до напряжения ~ 4 кВ, через сопротивление ~ 1 кОм. Типичные осциллограммы измеряемого таким образом тока и напряжения на разрядном промежутке показаны на рис.2,а. Отрицательные выбросы на осциллограммах соответствуют току и напряжению ОСР.

Коэффициент ион-ионной рекомбинации β рассчитывался по осциллограмме тока $I(t)$ при фиксированном напряжении на разрядном промежутке U с помощью соотношений

$$n_i(t) = \frac{I(t)}{Se(b_i^+ + b_i^-)E}, \quad (1)$$

$$n_i(t) = \frac{n_i(0)}{1 + n_i(0)\beta t}. \quad (2)$$

Здесь $n_i(t)$ – концентрация ионов; S – площадь катода; e – заряд электрона; $E = U/d$; $n_i(0)$ – начальная концентрация ионов. Соотношения (1), (2) записаны в предположении, что имеются лишь один тип положительных и один тип отрицательных ионов с подвижностями b_i^+ и b_i^- соответственно. Возможность такого допущения обсуждается ниже. Величины $n_i(0)$ и β определялись из соотношения (2) по восстановленным с помощью (1) значениям $n_i(t)$ методом наименьших квадратов (рис.2,б).

3. Результаты измерений

На рис.3 представлены зависимости коэффициента ион-ионной рекомбинации β от параметра E/N в чистом SF_6 при давлении $p = 15 - 90$ мм рт. ст. Видно, что с увеличением E/N наблюдается сильное уменьшение β во всем диапазоне исследованных давлений. Этот результат согласуется с данными работы [5], где измерения проводились по стандартной методике с использованием для создания ионной плазмы электронного пучка. В области малых E/N коэффициент β растет с увеличением давления приблизительно пропорционально p . В области $E/N > 200$ Тд эта закономерность нарушается и зависимость β от p становится более слабой. Данный факт не противоречит выводам работы [10], в которой расчетным путем показано, что коэффициент ион-ионной рекомбинации зависит не только от параметра E/N , но и от абсолютной величины напряженности электрического поля E , уменьшаясь с увеличением E .

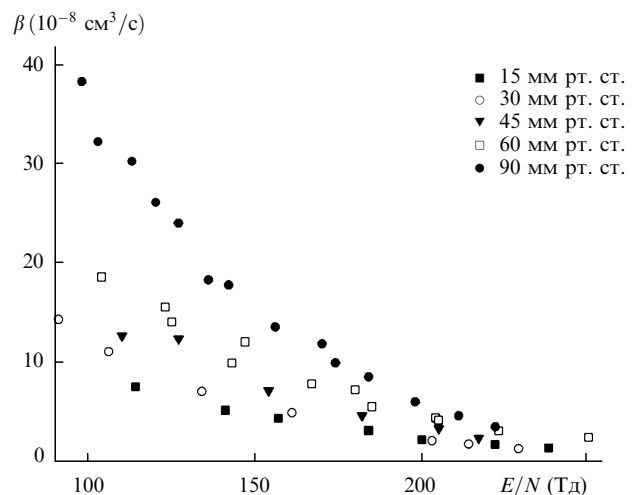


Рис.3. Зависимости коэффициента ион-ионной рекомбинации β от параметра E/N при разных давлениях SF_6 .

Следует также отметить, что при $p = 90$ мм рт. ст. в области низких значений $E/N = 100 - 160$ Тд измеренные в настоящих экспериментах коэффициенты β близки к соответствующим значениям из [5]. В смеси SF₆:C₂H₆ = 10:1 при $E/N = 250$ Тд и $p = 60$ и 90 мм рт. ст. получены $\beta = 4.3 \cdot 10^{-8}$ и $6.5 \cdot 10^{-8}$ см³/с соответственно. Варьирование в довольно широких пределах таких параметров ОСР как удельная введенная энергия и длительность разрядного тока не приводит к изменению β .

4. Обсуждение результатов

Обсудим ионный состав и характер ион-ионной рекомбинации в SF₆ и его смесях с C₂H₆. В настоящее время не известны какие-либо экспериментальные факты, указывающие на присутствие в плазме самостоятельного разряда в SF₆ положительных ионов SF₆⁺. В соответствии с результатами прямых масс-спектрометрических измерений (см., напр., [11, 12]) доминирующим является ион SF₅⁺. Это согласуется с данными работы [13], в которой показано, что образующийся ион SF₆⁺ находится в преддиссоциирующем состоянии и диссоциирует с образованием SF₅⁺ за времена, существенно меньшие любых характерных разрядных времен. Что касается отрицательных ионов, то, вообще говоря, необходимо учитывать несколько их сортов.

В представляющем интерес диапазоне значений E/N , близких к $(E/N)_{cr}$ и ниже, в процессе диссоциативного прилипания электронов к молекулам SF₆ образуются преимущественно отрицательные ионы SF₆⁻ [14]. Скорости генерации ионов SF₅⁻ и F⁻ примерно вдвое меньше скоростей образования ионов SF₆⁻ [14]. Подвижности ионов SF₆⁻ и SF₅⁻ практически не различаются и близки к значениям, полученным в ланжевенковском (поляризационном) приближении [13]. В этом же приближении можно с достаточной точностью оценить и подвижность ионов F⁻.

Диссоциативная перезарядка ионов SF₆⁻ и SF₅⁻ на молекулах SF₆ с образованием отрицательных ионов другого сорта, прежде всего ионов F⁻, не успевает происходить даже при максимальных в данном исследовании давлениях ~ 90 мм рт. ст. Например, согласно данным [15] при $p = 90$ мм рт. ст. и значениях $E/N \sim (E/N)_{cr}$, отвечающих стадии самостоятельного разряда, минимальное время τ_{min} реакции SF₆⁻ + SF₆ → SF₆ + SF₅ + F⁻ больше 1 мкс, тогда как длительность самого ОСР в настоящих экспериментах составляет $\sim 100 - 300$ нс.

В распадающейся плазме при существенно меньших E/N время τ_{min} возрастает на несколько порядков. Таким образом, ионы SF₆⁻ и SF₅⁻ исчезают в распадающейся плазме SF₆ исключительно в ходе рекомбинации с ионами SF₅⁺. Разрушение ионов F⁻ в результате отрыва электронов может происходить только в приэлектродных слоях (см. ниже). В итоге уменьшение концентрации ионов F⁻ в объеме плазмы также определяется лишь их рекомбинацией с ионами SF₅⁺.

В рассматриваемом диапазоне давлений реализуется тройной механизм ион-ионной рекомбинации. Исходя из предварительных оценок, выполненных с использованием известных моделей тройной рекомбинации [16] в предположении поляризационного взаимодействия ионов с молекулами газа, следует ожидать, что коэффициенты рекомбинации ионов SF₆⁻ и SF₅⁻ с SF₅⁺ близки, тогда как коэффициент рекомбинации ионов F⁻ с SF₅⁺ заметно

выше. Рассмотрим в этой связи распадающуюся ионную плазму с одним типом положительных ионов с концентрацией $n^+(t)$ и двумя типами отрицательных ионов с концентрациями $n_1^-(t)$ и $n_2^-(t)$.

Пусть соответствующие коэффициенты ион-ионной рекомбинации равны, соответственно, β_1 и β_2 , причем для определенности положим $\beta_2 > \beta_1$. Тогда с учетом квазинейтральности плазмы имеем следующее интегродифференциальное уравнение для плотности положительных ионов:

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = q_1 \exp(-\varphi) + q_2 \exp(-\sigma\varphi), \quad \varphi = \int_0^\tau y d\tau, \quad y = \frac{n^+(t)}{n^+(0)}, \quad (3)$$

$$\tau = \beta_1 n_1^-(0)t, \quad \sigma = \frac{\beta_2}{\beta_1}, \quad q_1 = \frac{n_1^-(0)}{n^+(0)}, \quad q_2 = \frac{n_2^-(0)}{n^+(0)}.$$

Здесь $n^+(0)$, $n_1^-(0)$ и $n_2^-(0)$ – начальные концентрации положительных и отрицательных ионов.

Поскольку $\sigma > 1$, а $\varphi(t) \rightarrow \infty$ при $\tau \rightarrow \infty$, то начиная с некоторого момента времени вторым членом в уравнении (3) можно пренебречь и с учетом того, что $n_1^-(t) = n_1^-(0) \exp(-\varphi)$, оно переходит в уравнение рекомбинации при наличии лишь отрицательных ионов с меньшим коэффициентом рекомбинации β_1 . Применительно к плазме SF₆ это означает, что через определенный промежуток времени после начала рекомбинации в ней наряду с положительными ионами SF₅⁺ начинают преобладать отрицательные ионы SF₆⁻ и SF₅⁻, которые, как уже отмечалось, имеют близкие подвижности и близкие коэффициенты рекомбинации. Тем самым становится оправданным использование соотношений (1), (2). Все это наглядно продемонстрировано на рис.2,б. Видно, что при $t > 8$ мкс временной спад концентрации ионов $n_i(t)$, рассчитанный по соотношению (1), в точности следует закону рекомбинации (2). Значения подвижностей ионов для расчетов взяты из [13].

В работах [5, 6, 8] в качестве основного отрицательного иона рассматривался комплексный ион SF₆⁻(SF₆), однако давления газа при этом были в 5–10 раз выше, чем в настоящем эксперименте. Учитывая, что скорость кластеризации ионов SF₆⁻ зависит от p квадратично, следует ожидать, что доля комплексных ионов SF₆⁻(SF₆) в исследуемой плазме незначительна. Кроме того, в диапазоне $E/N \sim 100 - 250$ Тд подвижности ионов SF₆⁻ и SF₆⁻(SF₆) различаются согласно [13] лишь на несколько процентов, так что факт образования комплексных ионов в рассматриваемых условиях вообще оказывается несущественным.

В смеси SF₆:C₂H₆ = 10:1 наряду с ионами SF₅⁺ присутствуют также положительные ионы, возникающие при ионизации C₂H₆ электронным ударом. Согласно [17, 18] в этом случае доминирует механизм диссоциативной ионизации с образованием ионов C₂H₄⁺ и молекул H₂. Используя ланжевенковское приближение и закон Бланка [19], получаем, что для смеси SF₆:C₂H₆ = 10:1 подвижности ионов как SF₅⁺, так и C₂H₄⁺, определяются их взаимодействием с молекулами SF₆. Несмотря на то что подвижность ионов C₂H₄⁺ (оцененная в поляризационном пределе) примерно в 1.8 раза выше, чем подвижность ионов SF₅⁺, ионы C₂H₄⁺ при указанном соотношении концентраций SF₆ и C₂H₆ не дают заметного вклада в суммарный ток $I(t)$. В результате набор отрицательных ионов остается прежним. С учетом того, что в исследуе-

мой среде преобладают положительные ионы SF_5^+ , соотношение (2), описывающее кинетику рекомбинации, остается применимым и для смеси.

Если образование положительных ионов в смеси $SF_6 - C_2H_6$ возможно также и в результате перезарядки SF_5^+ на молекулах C_2H_6 (хотя полной ясности в этом вопросе, на наш взгляд, пока нет), то даже при минимальных концентрациях C_2H_6 , равных $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, времена перезарядки, как показывают оценки, составляют $\sim 10^{-8} - 10^{-7} \text{ с}$. Таким образом, в представляющем интерес масштабе времен, превышающих 1 мкс, и в этом случае будет доминировать только один положительный ион.

При оценке подвижностей ионов неоднократно использовалось поляризационное приближение, хотя применительно к рассматриваемым условиям это не всегда удается строго обосновать. Известно, однако, что формула Ланжевена дает значения подвижностей, как правило, мало отличающиеся от измеренных. В случае SF_6 на это непосредственно указывают данные работы [13]. Таким образом, приведенные выше соображения относительно ионного состава рабочего вещества и характера рекомбинации ионов в исследуемых условиях, по крайней мере в принципиальном отношении, представляются справедливыми. Косвенно на это указывает и отмечавшееся ранее постоянство коэффициента ион-ионной рекомбинации при значительном варьировании параметров разряда, поскольку в рекомбинирующей плазме набор отрицательных ионов, как следует из сказанного выше, слабо зависит от начальных разрядных условий.

Напряженность поля E_p в плазме определялась в настоящих экспериментах путем деления напряжения на разрядном промежутке на межэлектродное расстояние. Известно, однако, что в сильно электроотрицательных газах приэлектродные падения потенциала могут быть очень большими. В связи с этим представляет интерес оценить погрешность, вносимую при определении E_p указанным способом.

При оценке катодного падения потенциала U_c воспользуемся одномерным приближением и примем, следуя [20], что поле $E_c(x)$ в катодном слое не зависит от продольной координаты x , т. е. $E_c(x) = E_c$. В рассматриваемых условиях эта величина, как можно убедиться из дальнейших оценок, во много раз превышает не только E_p , но и критическую напряженность E_{cr} , поэтому образование отрицательных ионов в слое можно пренебречь. В этом случае распределения плотностей тока электронов $j_e(x)$ и положительных ионов $j_+(x)$ в прикатодной области описываются теми же уравнениями, что и в электроположительном газе. За пределами катодного слоя ($x > d_c$) в распадающейся плазме электронная составляющая плотности полного тока J_l вследствие интенсивного прилипания электронов быстро становится равной нулю. В результате, граничные условия несколько отличаются от принимаемых обычно в случае электроположительного газа:

$$j_e(0) = \gamma j_+(0), \quad j_e(d_c) + j_+(d_c) = J_l, \quad (4)$$

где γ – коэффициент вторичной электронной эмиссии. Второе условие из (4) можно сформулировать также и в виде $j_e(d_c) = j_-(d_c)$, где $j_-(x)$ – плотность тока отрицательных ионов. Используя стандартные методы (см., напр., [20]), из уравнений непрерывности для $j_e(x)$ и $j_+(x)$ с

учетом соотношений (4) и того, что $\gamma \ll 1$, нетрудно в принятых в теории приэлектродных слоев приведенных переменных [21] получить выражение

$$\frac{\alpha(E_c/p)}{p} p d_c = B_1, \quad B_1 = \ln \left(\frac{1 + \gamma}{\gamma} \frac{b_1^-}{b_1^+ + b_1^-} \right), \quad (5)$$

где α – коэффициент Таунсенда.

Исходя из уравнения Пуассона, свяжем параметры E_c и d_c [20]:

$$\left(\frac{E_c}{p} \right)^2 = \frac{(J_l/p^2) p d_c}{\epsilon_0 b_1^+ p}, \quad (6)$$

где ϵ_0 – диэлектрическая постоянная вакуума. Тогда из уравнений (5), (6) для определения U_c имеем следующие соотношения:

$$\frac{(E_c/p)^2 [\alpha(E_c/p)/p] \epsilon_0 b_1^+ p}{J_l/p^2} = B_1, \quad U_c = \frac{E_c}{p} p d_c. \quad (7)$$

При оценке падения потенциала в прианодной области наряду с ударной ионизацией необходимо рассматривать также образование и разрушение отрицательных ионов. Последний процесс обеспечивает появление затравочных электронов в прианодной области, т. к. поступающий сюда из распадающейся плазмы электронный ток пренебрежимо мал. Примем по аналогии с предыдущим, что и в анодном слое поле E_a постоянно.

В приближении плоского слоя система соответствующих уравнений непрерывности запишется в виде

$$\begin{aligned} \frac{dj_e(x)}{dx} &= -\alpha j_e(x) - \delta j_-(x), \quad \frac{dj_-(x)}{dx} = -\eta j_e(x) + \delta j_-(x), \\ \frac{dj_+(x)}{dx} &= \alpha j_e(x). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь η – коэффициент прилипания электронов; δ – коэффициент отрыва электронов от отрицательных ионов при столкновениях с молекулами газа. Координата x отсчитывается от анода ($x = 0$) в глубь разрядного промежутка.

Уменьшением электронного тока в результате прилипания к молекулам SF_6 пренебрегаем по той же причине, что и при рассмотрении катодного слоя ($E_a \gg E_{cr}$). С учетом сказанного граничные условия на аноде и границе анодного слоя с плазмой ($x = d_a$) имеют вид

$$j_+(0) = 0, \quad j_e(d_a) = 0, \quad j_-(d_a) + j_+(d_a) = J_l. \quad (9)$$

В результате приходим к соотношению

$$(\lambda_1 + \lambda_2) d_a = B_2, \quad (10)$$

$$B_2 = \ln \left\{ \frac{b_1^+ \lambda_2}{b_1^- \lambda_1} + [1 + (\lambda_1 + \lambda_2) d_a] \frac{b_1^+ + b_1^-}{b_1^-} \right\},$$

где $\lambda_{1,2} = \{ \pm(\delta - \alpha) + [(\alpha - \delta)^2 + 4\alpha\delta]^{1/2} \} / 2$. Поскольку $E_a \gg E_{cr}$, то $\alpha \gg \delta$, $\lambda_1 \simeq \delta$, $\lambda_2 \simeq \alpha$ и соотношение (10) существенно упрощается:

$$\frac{\alpha(E_a/p)}{p} p d_a \approx \ln \left[\frac{\alpha(E_a/p)}{\delta(E_a/p)} \right]. \quad (11)$$

Используя связь между E_a и d_a , аналогичную (6), и пренебрегая различием в подвижностях положительных и отрицательных ионов ($b_1^+ \approx b_1^- \approx b_1$), в приближении $\alpha \gg \delta$ для определения E_a получаем уравнение

$$\left(\frac{E_a}{p}\right)^2 \frac{[\alpha(E_a/p)/p] \varepsilon_0 b_1 p}{J_1/p^2} \approx \ln \left[\frac{\alpha(E_a/p)}{\delta(E_a/p)} \right], \quad (12)$$

которое с учетом (11) позволяет найти d_a и, следовательно, анодное падение потенциала U_a .

Опираясь на полученные результаты, нетрудно теперь оценить относительную погрешность $\xi = (E - E_p)/E$ определения поля E_p в распадающейся плазме:

$$\xi = \frac{B_1/\eta_c + B_2/\eta_a}{U}, \quad \eta_{c,a}(E_{c,a}/N) = \frac{k_i(E_{c,a}/N)}{u_c(E_{c,a}/N)(E_{c,a}/N)}, \quad (13)$$

где $k_i(E_{c,a}/N)$ и $u_c(E_{c,a}/N)$ – соответственно константа ударной ионизации и дрейфовая скорость электронов.

Рассмотрим в качестве примера плазму SF₆ при давлении $p = 30$ мм рт. ст. с характерной плотностью тока $J_1 \sim 1$ А/см². Используя данные [14, 15, 22] по k_i и u_c и соотношения (7), (11), (12), (13), получаем $\xi \approx 0.1$. Такая же относительная погрешность типична и для всех других режимов распада плазмы, исследованных в настоящей работе.

При оценке величин U_c и U_a сделан ряд допущений (не рассматривалась, в частности, и возможность образования двойных слоев в приэлектродных областях). Тем не менее полученные оценки представляются достаточно хорошим приближением к реальным значениям. Косвенным подтверждением этому может служить, по-видимому, тот факт, что оценки величин $\Delta U = U_c + U_a$ удовлетворительно согласуются с соответствующими значениями, найденными нами при экстраполяции экспериментальной зависимости $U_{st}(pd)$ [1] для SF₆ и смесей SF₆ с C₂H₆ в область $pd \rightarrow 0$ (U_{st} – напряжение в квазистационарной фазе ОСП).

Время релаксации приэлектродного слоя по порядку величины совпадает с временем дрейфа ионов через этот слой $\tau_{c,a} = \varepsilon_0(E_{c,a}/p)/[(J_1/p^2)p]$. Например, при $p = 30$ мм рт. ст. и $J_1 \sim 1$ А/см² имеем $\tau_{c,a} \sim 10^{-8}$ с. Такого же порядка $\tau_{c,a}$ типичны и для других условий. Поскольку интерес в настоящей работе представляет исключительно микросекундный диапазон, то использование выше квазистационарного приближения вполне оправдано.

При характерных для рассматриваемых условий значениях E_c и E_a в исследуемых газах в приэлектродных слоях выполняется соотношение $l_c \sim l$, где l и l_c – соответственно длины свободного пробега и релаксации энергии электронов. Из соотношений (5), (6), (11), (12) следует также, что $d_{c,a} \gg l_i$, где l_i – длина ионизации в прикатодной или прианодной области. Учитывая, что $l/l_i < 1$, получаем $l_c/d_{c,a} \ll 1$, следовательно, в приведенном выше описании приэлектродных слоев допустимо использование локальных зависимостей транспортных коэффициентов от напряженности поля.

5. Заключение

Таким образом, измерены коэффициенты ион-ионной рекомбинации в SF₆ и смесях SF₆:C₂H₆ = 10:1 в диапа-

зоне давлений 15–90 мм рт. ст. при значениях приведенной напряженности электрического поля $E/N = 100 - 250$ Тд. Погрешность оценки полей в плазме не превышает 10% при суммарной погрешности измерений не более 20%. Экстраполяция результатов измерений в область более высоких значений E/N позволяет оценить коэффициент рекомбинации β ионов SF₆⁻ и SF₅⁻ с ионами SF₅⁺ в SF₆ при $E/N \sim (E/N)_{cr}$ как $\sim 10^{-8}$ см³/с. Значения β для SF₆ при $p = 90$ мм рт. ст. и $E/N < 160$ Тд близки к полученным в [5] с использованием методики, отличной от нашей. В смесях SF₆:C₂H₆ = 10:1 при типичных для HF-лазеров давлениях $p = 60$ мм рт. ст. коэффициент рекомбинации в распадающейся плазме $\beta = 4.3 \cdot 10^{-8}$ см³/с, а уменьшение ионной концентрации на порядок, как показывают расчеты [4], происходит за время ~ 200 нс, сравнимое с длительностью всего разряда ~ 300 нс. Это дает основания полагать, что ион-ионная рекомбинация в смесях SF₆ – C₂H₆ может существенно ограничивать концентрацию ионов и на стадии самостоятельного разряда и, следовательно, должна учитываться при расчете характеристик HF-лазеров. Моделирование ОСП в SF₆ с использованием коэффициента $\beta = 10^{-8}$ см³/с показывает, что и в этом случае ион-ионная рекомбинация может весьма заметно влиять на баланс плотности ионов на всех стадиях разряда.

Авторы выражают искреннюю благодарность Ю.Л. Калачеву за помощь в проведении эксперимента.

1. Аполлонов В.В., Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Сайфулин А.В., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **30**, 207 (2000).
2. Аполлонов В.В., Казанцев С.Ю., Орешкин В.Ф., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **24**, 213 (1997).
3. Apollonov V.V., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Oreshkin V.F., Saifulin A.V. *Proc. SPIE*, **3886**, 370 (2000).
4. Apollonov V.V., Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Saifulin A.V. *Proc. XIII Intern. Conf. on Gas Discharges and their Applications* (Glasgow, UK, 2000, v.1, p.409, contributed papers).
5. Cornell M.C., Littlewood I.M. *J.Phys.D*, **20**, 616 (1987).
6. Littlewood I.M. *J.Phys.D*, **23**, 308 (1990).
7. Schmidt W.F., Jungblut H., Hansen D., Tagashira H. *Proc. II Intern. Symp. on Gaseous Dielectrics* (N.Y., Pergamon Press, 1980).
8. Littlewood I.M., Pyle R.E. *J.Phys.D*, **23**, 312 (1990).
9. Аполлонов В.В., Казанцев С.Ю., Орешкин В.Ф., Фирсов К.Н. *Письма в ЖТФ*, **22**, №24, 60 (1996).
10. Morgan W.L., Bardsley J.N., Lin J., Whitten B.L. *Phys.Rev.A*, **26**, 1696 (1982).
11. Sauers I., Harman G. *J.Phys.D*, **25**, 761 (1992).
12. Wagner J.J., Brandt W.W. *Plasma Chem. Plasma Processing*, **1**, 201 (1981).
13. Brandt K.P., Jungblut H. *J.Chem.Phys.*, **78**, 1999 (1983).
14. Nakano N., Shimura N., Petrovic Z.L., Makabe T. *Phys.Rev.E*, **49**, 4455 (1994).
15. Olthoff J.K., Van Brunt R.J. *J.Chem.Phys.*, **91**, 2261 (1989).
16. Смирнов Б.М. *Ионы и возбужденные атомы в плазме* (М., Атомиздат, 1974).
17. Flesch J., Utecht R.E., Svec H.J. *Intern.J.Mass.Spectrom.Ion Processes*, **58**, 151 (1984).
18. Chatham H., Hills D., Robertson R., Gallagher A. *J.Chem.Phys.*, **81**, 1770 (1984).
19. Мак-Даниэль И., Мэзон Э. *Подвижность и диффузия ионов в газе* (М., Мир, 1976).
20. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (М., Наука, 1987).
21. Грановский В.Л. *Электрический ток в газе. Установившийся ток* (М., Наука, 1971).
22. Lisovskiy V.A., Yegorenkov V.D. *Proc. Intern. Symp. on Electron-Molecule Coll. Swarms* (Tokyo, Japan, 1999, p.156).