

# Объемный самостоятельный разряд в смесях газов на основе SF<sub>6</sub> при развитии иницируемых импульсным CO<sub>2</sub>-лазером ударно-волновых возмущений среды

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

*Исследован объемный самостоятельный разряд в смесях SF<sub>6</sub> с C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, He и Ne, предварительно облучаемых импульсным CO<sub>2</sub>-лазером. Плотность энергии излучения, поглощаемого SF<sub>6</sub> в зоне зажигания разряда, достигала 6.5 Дж·атм<sup>-1</sup>·см<sup>-3</sup>. Обнаружено, что по мере увеличения временной задержки между лазерным и разрядным импульсами радикально меняются структура разряда и распределение тока в разрядном промежутке. В частности, формируются ярко светящиеся узкие полосы по границе зоны облучения. Показано, что наблюдаемый эффект связан с развитием ударно-волнового процесса из-за скачка температуры на границе раздела облученного и необлученного газа. Рассчитаны скорости распространения ударной волны и основные термодинамические параметры газа в зоне возмущения. Проведено сопоставление рассчитанных и измеренных скоростей ударных волн.*

**Ключевые слова:** CO<sub>2</sub>-лазер, нецепной HF-лазер, объемный самостоятельный разряд, электроотрицательные газы, ударные волны.

## 1. Введение

Интерес к изучению объемного самостоятельного разряда (ОСР) при средних давлениях SF<sub>6</sub> и его смесей с различными донорами водорода и дейтерия в значительной мере стимулируется прогрессом в развитии мощных нецепных электроразрядных химических HF (DF)-лазеров, где эти газы служат исходными компонентами для создания активных сред [1–3]. В настоящее время ОСР реализован в нецепных HF(DF)-лазерах с объемами активной среды в несколько десятков литров [4], однако теоретические представления об основных механизмах иницирования и поддержания такого разряда нуждаются в существенном развитии.

Главной отличительной особенностью ОСР в смесях газов на основе SF<sub>6</sub> является развитие его в форме самоиницирующегося объемного разряда, т. е. объемного разряда без предварительной ионизации среды [5]. Возможность существования этой формы ОСР в сильно электроотрицательных газах определяется эффектом ограничения плотности тока в диффузных каналах, прорастающих из катодных пятен в направлении анода и формирующих при своем перекрытии однородный по промежутку объемный разряд [4, 5]. Однако относительная роль различных механизмов ограничения плотности тока в диффузном канале (диссоциация SF<sub>6</sub> и других компонентов смеси, электрон-ионная рекомбинация, прилипание электронов к колебательно-возбужденным молекулам SF<sub>6</sub> [6]) остается не вполне ясной. При этом наименее понятна роль колебательного возбуждения в SF<sub>6</sub>.

В [7] нами для изучения влияния процесса прилипания электронов к колебательно-возбужденным молекулам SF<sub>6</sub> на характеристики ОСР в SF<sub>6</sub> и смесях SF<sub>6</sub> с C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> разрядный промежуток перед приложением к нему высоковольтного импульса облучался импульсным CO<sub>2</sub>-лазером. Это позволяло получить высокую степень заселения колебательных состояний молекулы SF<sub>6</sub>, недостижимую в условиях электрического разряда в отсутствие облучения, когда на возбуждение колебаний в SF<sub>6</sub> идет не более 2% электрической энергии, вводимой в газоразрядную плазму [8]. Было установлено, что увеличение потерь электронов на прилипание из-за возбуждения колебательных состояний SF<sub>6</sub> лазером приводит, в зависимости от соотношения парциальных давлений компонентов смеси SF<sub>6</sub>–C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, введенной в газ световой энергии и временной задержки между импульсами лазера и разрядного напряжения, к значительному (до 30%) росту напряжения горения ОСР. Как следствие данного эффекта, при установке в лазерном пучке различных диафрагм и экранов наблюдается перемещение ОСР в зону тени, создаваемой экраном, где прилипание электронов, а значит и напряжение горения разряда, меньше, чем в облучаемой зоне.

В экспериментах [7] плотность энергии лазерного излучения, поглощаемого SF<sub>6</sub> в области развития ОСР, достигала 6 Дж·атм<sup>-1</sup>·см<sup>-3</sup>. Как показывают оценки, при таких энергозатратах в колебательные степени свободы молекулы SF<sub>6</sub> температура газа, нагревающегося в процессе VT-релаксации, может превысить 1000 К, что должно приводить к возникновению заметных газодинамических возмущений среды. В частности, поскольку плотность газа в зоне облучения за время лазерного импульса остается практически неизменной, подобный скачок температуры влечет за собой соответствующий перепад дав-

А.А.Белевцев. Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН, Россия, 127412 Москва, ул. Ижорская, 13/19; e-mail: baa@hedric.msk.su  
С.Ю.Казанцев, И.Г.Кононов, К.Н.Фирсов. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: kazan@kapella.gpi.ru

лений и может вызывать формирование ударной волны на границе зоны облучения. Естественно ожидать, что это отразится на структуре ОСР, зажигаемого после воздействия на разрядный промежуток лазерного импульса. Однако в [7] влияния инициируемых лазером газодинамических возмущений на развитие ОСР отмечено не было. Причина, можно полагать, состоит в том, что изменение структуры ОСР в предварительно облученном промежутке исследовалось в [7] при слишком малых временных задержках между высоковольтным и лазерным импульсами, не превышающих длительности последнего. Вследствие этого к моменту зажигания ОСР либо часть вводимой в газ энергии излучения лазера переходила в тепло, либо возникшее в результате температурного скачка ударно-волновое возмущение не успевало перераспределить плотность газа в промежутке настолько, чтобы заметно проявиться в структуре разряда.

В настоящей работе исследуется развитие ОСР в смесях SF<sub>6</sub> с этаном, гелием или неоном, предварительно облучаемых импульсным CO<sub>2</sub>-лазером, при варьировании времен задержки и парциальных давлений компонентов смеси в широком диапазоне.

## 2. Экспериментальная установка и методика эксперимента

Схема экспериментальной установки и методика эксперимента были аналогичны описанному в [7, 9]. ОСР зажигался в смесях газов SF<sub>6</sub>–C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>–He(Ne) с парциальными давлениями компонентов  $p_{\text{SF}_6} = 15$  Тор,  $p_{\text{C}_2\text{H}_6} = 3$  Тор и  $p_{\text{He,Ne}} = 0 - 30$  Тор, предварительно облучаемых импульсом ТЕА CO<sub>2</sub>-лазера, генерирующего на линии Р(20) полосы 10.6 мкм. Пространственно-однородный лазерный пучок с полным поперечным размером 50 × 60 мм вводился в разрядную камеру через окно из ВаF<sub>2</sub>. Плотность энергии лазерного излучения  $W_a$ , поглощаемого SF<sub>6</sub> в зоне развития разряда, составляла 0.1–0.13 Дж/см<sup>3</sup>. Методика измерения  $W_a$  подробно описана в [9, 10].

ОСР зажигался в геометрии промежутка игла (катод) – цилиндр диаметром 15 мм (анод) при межэлектродном расстоянии 43 мм. Игла была направлена перпендикулярно оси цилиндра, в свою очередь перпендикулярной направлению вводимого в разрядную камеру лазерного пучка. Игла имитировалась отрезком медного провода диаметром 1.5 мм в полиэтиленовой изоляции, не позволявшей разряду развиваться с боковой поверхности катода. На промежуток разряжался конденсатор с емкостью 2.5 нФ при напряжении 24 кВ. Полная длительность тока ОСР в необлученном промежутке  $\tau_d \approx 275$  нс.

Импульс напряжения  $U_{\text{las}}$  подавался на промежуток с варьируемой временной задержкой  $\tau = 0 - 40$  мкс по отношению к лазерному импульсу  $P_{\text{las}}$ . Для удобства восприятия дальнейшего материала на рис.1 приведены осциллограммы  $P_{\text{las}}$  и  $U_{\text{las}}$ . Видно, что лазерный импульс имеет стандартную для CO<sub>2</sub>-лазеров с поперечным разрядом форму, его полная длительность  $\tau_{\text{las}} \approx 3$  мкс. Следует также обратить внимание на то, что время  $\tau$  отсчитывается от начала переднего фронта лазерного импульса.

Для контроля изменения структуры ОСР под влиянием облучения газа промежуток фотографировался цифровым фотоаппаратом через окно разрядной камеры, противоположное входному окну. Профиль облучения

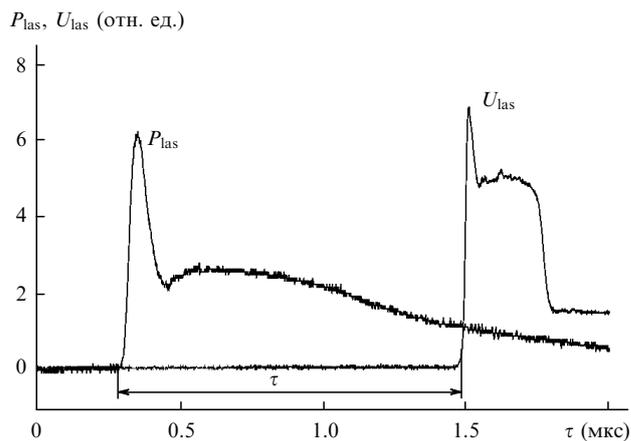


Рис.1. Осциллограммы импульсов напряжения на плазме ОСР  $U_{\text{las}}$  и лазерного излучения  $P_{\text{las}}$ .

промежутка задавался диафрагмой и экраном, изображенными на рис. 2, а и б соответственно, которые устанавливались перед входным окном. На рис.2, в приведена фотография ОСР в необлучаемом промежутке. Видно, что в отсутствие облучения ОСР имеет типичную для данной геометрии форму: его поперечный размер увеличивается в направлении катод–анод, достигая у анода ~29 мм. В случае, когда перед входным окном разрядной камеры устанавливается диафрагма размером 50 × 35 мм, лазерный пучок полностью перекрывает область разрядного промежутка, в которой ОСР горит в отсутствие облучения. При установке в пучке экрана облучается весь промежуток за исключением полосы шириной 10 мм в его центральной части. Обратим внимание на то, что и в том и в другом случае размер облучаемой зоны в направлении катод–анод превышает межэлектродное расстояние.

В процессе экспериментов снимались осциллограммы напряжения и тока ОСР при каждом значении  $\tau$ , а также в отсутствие воздействия на промежуток лазерного импульса. Увеличение потерь электронов в процессе их прилипания к колебательно-возбужденным молекулам SF<sub>6</sub> при облучении их лазером, проявляющееся, как уже отмечалось выше, в росте напряжения горения ОСР, характеризовалось параметром  $\Delta = (U_{\text{las}} - U_d)/U_d$ , где  $U_{\text{las}}$  и  $U_d$  – напряжения горения в облученном и необлученном промежутке соответственно. Для определенности  $U_{\text{las}}$  и  $U_d$  измерялись в максимумах соответствующих токов. При получении приводимых ниже зависимостей  $\Delta$  от  $\tau$  пучок не диафрагмировался, т. е. его поперечный размер (60 мм) существенно превышал поперечный размер разряда у анода.

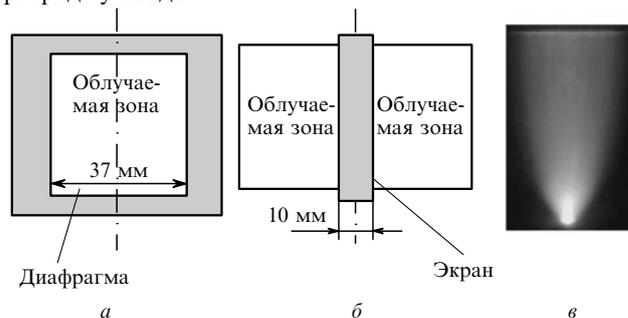


Рис.2. Профили разрядного промежутка, определяемые диафрагмой (а) и экраном (б), а также фотография ОСР в необлученном промежутке (в).

### 3. Результаты экспериментов

На рис.3 представлены зависимости  $\Delta(\tau)$ , снятые в смесях состава  $SF_6 : C_2H_6 = 5 : 1$ ,  $SF_6 : C_2H_6 : He = 5 : 1 : 5$  и  $5 : 1 : 10$  без диафрагмирования лазерного пучка. Видно, что для каждой смеси можно выделить три характерных участка. На первом участке  $\Delta$  увеличивается с ростом  $\tau$  и достигает своего максимального значения при  $\tau \approx 3$  мкс. Второй участок представляет собой довольно протяженную «полку», где величина  $\Delta$  практически не отличается от максимальной. Наконец, на третьем участке наблюдается заметный спад  $\Delta$  с ростом  $\tau$ , причем в смесях, содержащих He, спад начинается значительно раньше, чем в смеси, где этот компонент отсутствует. Нарастание  $\Delta$  на первом участке, длительность которого примерно совпадает с величиной  $\tau_{las}$ , связано с ростом населенностей колебательных состояний  $SF_6$  по мере увеличения поглощаемой газом лазерной энергии. Менее ясны причины, приводящие к появлению на зависимостях  $\Delta(\tau)$  двух других участков. В частности, можно было бы предположить, что спад  $\Delta$  при больших  $\tau$  вызван процессом VT-релаксации колебательных состояний молекулы  $SF_6$ , приводящим к снижению их населенностей и, следовательно, уменьшению потерь электронов, обусловленных прилипанием к колебательно-возбужденным молекулам  $SF_6$ . Однако даже заведомо завышенные оценки времени VT-релаксации  $\tau_{VT}$ , сделанные без учета нагрева газа и в предположении, что молекула  $SF_6$  релаксирует при столкновениях лишь с одним компонентом смеси, дают значения, существенно меньшие длительностей «полок» на рис.3. Действительно, используя данные [11], получаем  $\tau_{VT} = 8.1, 2.1$  и  $1.2$  мкс для смесей состава  $SF_6 : C_2H_6 = 5 : 1$ ,  $SF_6 : C_2H_6 : He = 5 : 1 : 5$  и  $5 : 1 : 10$  соответственно. Поэтому для объяснения спада  $\Delta$  при больших значениях  $\tau$  следует искать другие причины.

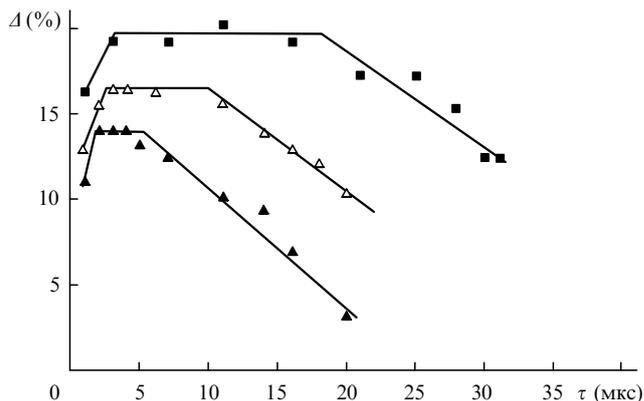


Рис.3. Зависимости параметра  $\Delta$  от времени задержки  $\tau$  между лазерным и разрядным импульсами для смесей состава  $SF_6 : C_2H_6 = 5 : 1$  (■),  $SF_6 : C_2H_6 : He = 5 : 1 : 5$  (△) и  $5 : 1 : 10$  (▲);  $W_a = 0.13$  Дж/см<sup>3</sup> при  $\tau > 3$  мкс.

Анализ фотографий ОСП, снятых при воздействии на промежуток недиафрагмированного пучка, показал, что при значениях  $\tau$ , соответствующих участкам спада  $\Delta$  на рис.3, параллельно с основным разрядом в облучаемой зоне развивается более яркий и узкий канал на границе зоны облучения. Следовательно, снижение  $\Delta$  при больших  $\tau$  может быть обусловлено перераспределением тока в промежуток с образованием каналов, имеющих более высокую проводимость, чем основной разряд. Для проверки данного предположения необходимо было приблизить границу зоны облучения к области, где горит основной разряд, с целью уменьшения длины участка, на котором развивается канал, и соответственно создать более благоприятные условия для его формирования. Это достигалось за счет уменьшения поперечного размера лазерного пучка диафрагмой.

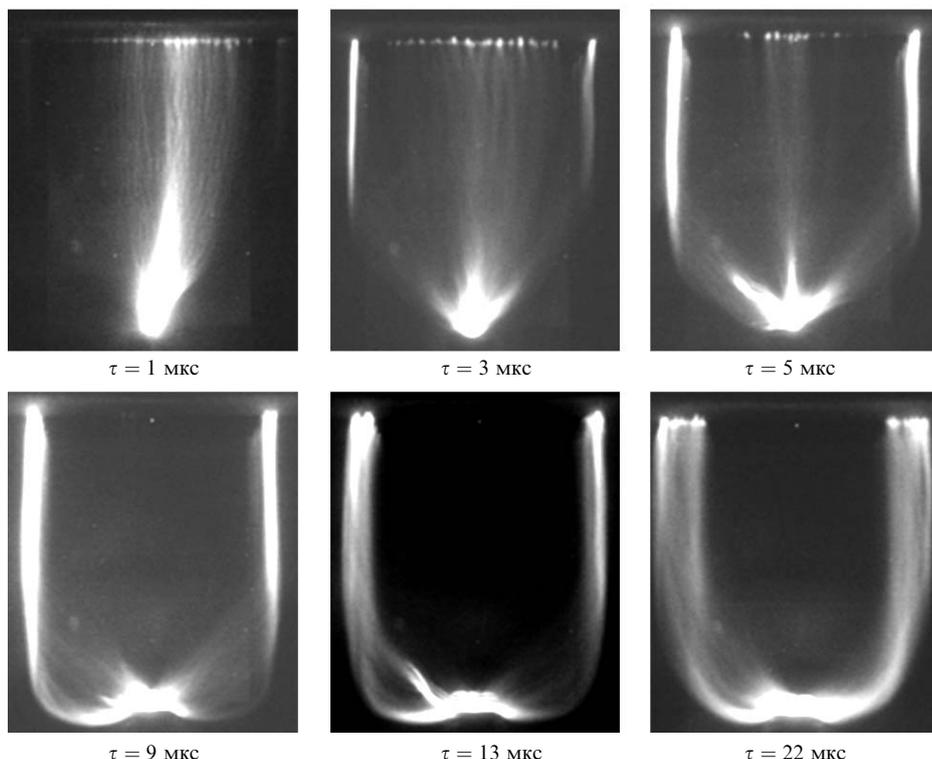


Рис.4. Фотографии ОСП в смеси состава  $SF_6 : C_2H_6 : He = 5 : 1 : 5$  при разных  $\tau$ . Облучение проводилось через диафрагму;  $W_a = 0.13$  Дж/см<sup>3</sup> при  $\tau > 3$  мкс.

На рис.4 приведены фотографии разряда в смеси состава SF<sub>6</sub>:C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>:He = 5:1:5, снятые при разных значениях  $\tau$  в данных условиях. Из него следует, что облучение приводит к существенному изменению вида ОСР. Даже при  $\tau = 1$  мкс, когда лазерная энергия введена в газ еще не полностью, поперечный размер разряда у анода заметно больше, чем в необлучаемом промежутке, разряд как бы стремится выйти из зоны облучения (см. для сравнения рис.2). Наблюдается также характерная для ОСР в колебательно-возбужденном SF<sub>6</sub> нитевидная структура [7,9]. При  $\tau = 3$  мкс на границах зоны облучения появляются узкие, ярко светящиеся каналы («усы»), яркость которых растет с увеличением  $\tau$  при одновременном снижении яркости ОСР в зоне облучения.

При  $\tau \geq 9$  мкс разряд полностью выходит из зоны облучения, обгибая ее по границам даже у катода, где линии тока становятся практически перпендикулярными центральной силовой линии электростатического поля, отвечающего геометрии промежутка. Внешне эта картина напоминает картину развития скользящего разряда по поверхности твердого диэлектрика, внесенного в промежуток. Поверхностью, по которой скользит в данном случае разряд, служит граница зоны облучения газа. «Усы» на этой границе, несмотря на их относительно большую яркость, имеют диффузный характер, о чем свидетельствуют осциллограммы напряжения и тока, типичные для объемных разрядов даже при больших  $\tau$ . Необходимо также отметить, что при уменьшении поперечного размера пучка диафрагмой «полка» на зависимостях  $\Delta(\tau)$  пропадает,  $\Delta$  снижается с ростом  $\tau$  сразу же после максимума ( $\tau \approx 3$  мкс), а при  $\tau > 5 - 10$  мкс (в

зависимости от состава смеси) этот параметр становится отрицательным.

Таким образом, фотографии, приведенные на рис.4, указывают на то, что спад  $\Delta$  при больших  $\tau$  может быть связан с геометрическим фактором, а именно с перераспределением плотности тока по промежутку и с уходом разряда из зоны облучения на ее границы. Длина линий тока при этом существенно превышает минимальное межэлектродное расстояние. Следовательно, можно полагать, что в данном случае разряд («усы»), по крайней мере частично, развивается в разреженном газе. Появление же области разрежения может быть связано с образованием и движением ударной волны из-за температурного скачка на границе зоны облучения.

Для подтверждения этого предположения нами исследовался ОСР при задании профиля пучка экраном. На рис.5 и 6 приведены фотографии ОСР для разных  $\tau$ , снятые соответственно в смесях SF<sub>6</sub>:C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> = 5:1 и SF<sub>6</sub>:C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>:He = 5:1:10 при таком профиле облучения. Из них видно, что при  $\tau = 1 - 2$  мкс ОСР горит лишь в области создаваемой экраном тени в виде практически прямоугольной полосы (за исключением прикатодной зоны). В отличие от разряда в колебательно-возбужденном газе ОСР имеет отчетливо выраженный диффузный характер, нитевидная структура отсутствует.

С увеличением  $\tau$  ширина диффузной полосы уменьшается, и вблизи границы зоны облучения, так же как и на рис.4, появляются ярко светящиеся «усы», отделенные от начального диффузного разряда узкими темными полосами. В смесях, содержащих He, «усы» формируются при меньших значениях  $\tau$ , чем в смеси без гелия. При

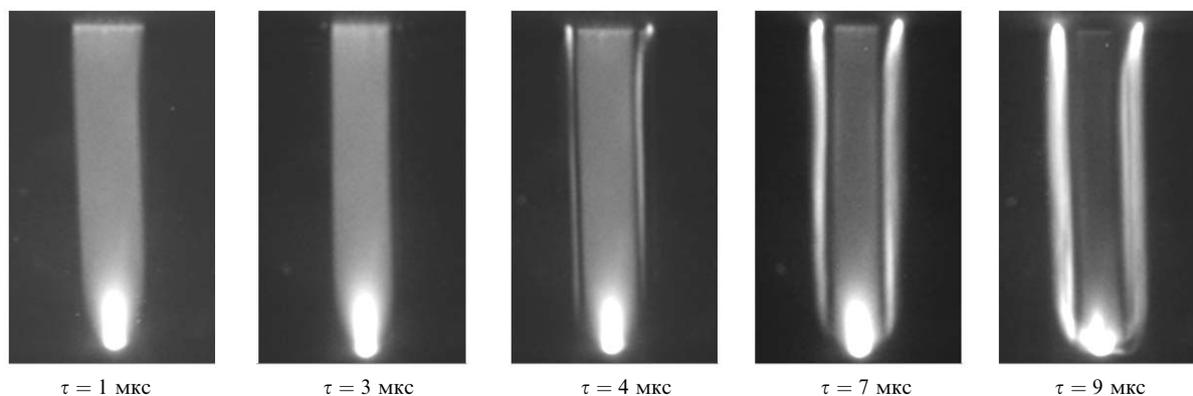


Рис.5. Фотографии ОСР в смеси состава SF<sub>6</sub>:C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> = 5:1 при разных  $\tau$ . В лазерном пучке установлен экран;  $W_a = 0.11$  Дж/см<sup>3</sup> при  $\tau > 3$  мкс.

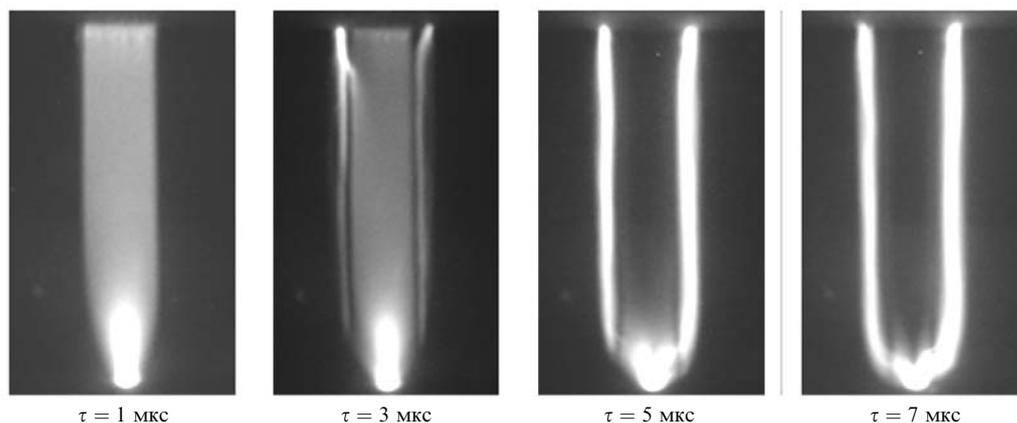


Рис.6. Фотографии ОСР в смеси состава SF<sub>6</sub>:C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>:He = 5:1:10, полученные при тех же условиях облучения, что и для рис.5.

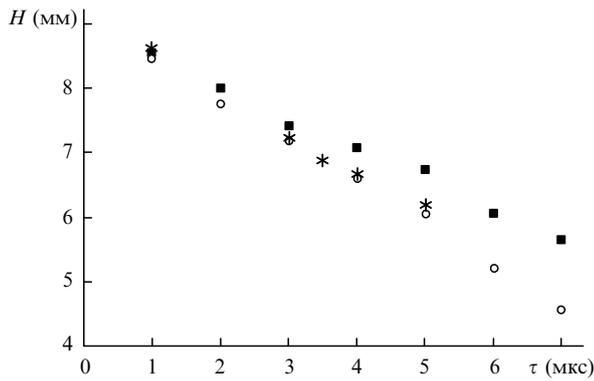


Рис. 7. Зависимости поперечного размера диффузной полосы разряда  $H$  от  $\tau$  для смесей состава  $\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6 = 5:1$  (■),  $\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6:\text{He} = 5:1:5$  (\*) и  $\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6:\text{He} = 5:1:10$  (○);  $W_a = 0.11$  Дж/см<sup>3</sup> при  $\tau > 3$  мкс.

дальнейшем увеличении  $\tau$  ширина диффузной полосы и яркость ее свечения уменьшаются при одновременном росте яркости свечения «усов» и расширении занимаемой ими зоны. При  $\tau \geq 9$  мкс для смеси  $\text{SF}_6-\text{C}_2\text{H}_6$  и  $\tau \geq 7$  мкс для смеси  $\text{SF}_6-\text{C}_2\text{H}_6-\text{He}$  диффузная полоса на фотографиях становится неразличимой, ток разряда полностью перетекает в «усы».

Таким образом, и при задании профиля лазерного пучка экраном с ростом  $\tau$  наблюдается перераспределение тока по промежутку, которое свидетельствует о формировании областей разрежения и сжатия газа, вызванном, вероятнее всего, возникновением и распространением ударной волны из-за температурного скачка на границе зоны облучения. Индикатором перемещения фронта ударной волны во времени является положение края диффузной полосы разряда на рис. 5 и 6, и зависимость поперечного размера диффузной полосы  $H$  от  $\tau$  позволяет измерить скорость ударной волны  $V_{sh}$ . Такие зависимости для некоторых из исследованных смесей газов приведены на рис. 7.

## 4. Обсуждение результатов

### 4.1. Термодинамические параметры газа в зоне облучения

Процесс релаксации поглощенной молекулами  $\text{SF}_6$  энергии лазерного излучения подробно обсуждался нами в [10]. Было, в частности, показано, что характерные времена внутримодового ( $\tau_{VV}$ ) и межмодового ( $\tau_{VV'}$ ) обмена колебательной энергией в  $\text{SF}_6$  при парциальном давлении  $p_{\text{SF}_6} = 15$  Тор не превышают 70 нс. В приближении теории «теплого взрыва» оценивалось также время установления равновесия между колебательными и поступательными степенями свободы в результате VT-релаксации. При этом использовалась рекомендованная в [12] зависимость характерного времени VT-релаксации от температуры газа  $T_g$ :

$$\tau_{VT}(T_g) = \tau_{VT}(T_0/T_g)^\alpha, \quad \alpha \gg 1, \quad (1)$$

где  $\tau_{VT}$  берется при температуре холодного газа  $T_0 \approx 300$  К. Другие аппроксимации  $\tau_{VT}(T_g)$ , например Ландау–Теллера [12, 13], могут заметно отличаться от (1) лишь при достаточно больших значениях  $T_g$ , когда в газе уже устанавливается термодинамическое равновесие. Однако в этом случае рассмотрение времен релаксации

вообще становится излишним. Исходя из результатов работы [10], выражение для времени  $\tau_{\text{exp}}$ , за которое происходит выравнивание колебательной и поступательной температур, можно записать в виде

$$\tau_{\text{exp}} = \left[ \frac{2C_V(T_0)T_0N\tau_{VT}\tau_{\text{las}}}{(\alpha-1)W_a} \right]^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь  $C_V(T_0)$  – начальная теплоемкость газовой смеси при постоянном объеме в расчете на одну частицу;  $N$  – суммарная концентрация частиц газа. Соотношение (2) получено в пренебрежении различием между значениями  $\tau_{VT}$  для  $\text{SF}_6$  и  $\text{C}_2\text{H}_6$ , а также обменом колебательной энергией между этими компонентами, поскольку относительная концентрация этана мала. По этой причине в [10], где в исследованных смесях (смеси  $\text{SF}_6-\text{C}_2\text{H}_6$  с относительно малым содержанием  $\text{C}_2\text{H}_6$ ) инертные газы отсутствовали, при рассмотрении релаксации значения  $C_V$  и  $N$  могли быть отнесены исключительно к молекулам  $\text{SF}_6$ .

Оценим время  $\tau_{\text{exp}}$ , полагая  $\alpha = 5$ . Исходя из соотношения (2), данных по  $\tau_{VT}$  из [11] и данных по теплоемкостям компонентов исследуемых смесей из [14, 15], при  $W_a = 0.13$  Дж/см<sup>3</sup> получаем  $\tau_{\text{exp}} \approx 1.5, 0.9$  и  $0.7$  мкс для смесей состава  $\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6 = 5:1$ ,  $\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6:\text{He} = 5:1:5$  и  $5:1:10$  соответственно. С учетом сказанного выше относительно времен  $\tau_{VV}$  и  $\tau_{VV'}$  можно утверждать, несмотря на некоторую неопределенность в выборе величины  $\alpha$ , что к моменту окончания лазерного импульса ( $\tau_{\text{las}} \approx 3$  мкс) газ в облученной зоне будет находиться в состоянии термодинамического равновесия.

Существенно, что в силу взрывного характера нарастания температуры заметный нагрев газа начинается лишь с момента времени  $t \approx \tau_{\text{exp}}$  [10]. Это позволяет без особой погрешности при определении температуры  $T$ , устанавливающейся в газе после окончания лазерного импульса, воспользоваться равновесными значениями теплоемкости, тем более, что соответствующая связь дается интегральным соотношением. Учитывая, кроме того, что суммарная плотность газа и его химический состав за время действия лазерного импульса  $\tau_{\text{las}}$ , как показывают оценки, существенно не меняются, получаем

$$\frac{W_a}{N} = \int_{T_0}^T C_V(T')dT', \quad C_V(T') = \sum_i \xi_i C_{Vi}(T'). \quad (3)$$

Суммирование в (3) ведется по всем компонентам газовой смеси;  $\xi_i$  – исходная относительная концентрация  $i$ -го компонента. Для показателя адиабаты  $\gamma$  и скорости звука  $V_s$  при условии постоянства состава справедливы следующие простые соотношения:

$$\gamma = 1 + \frac{R}{C_V(T)}, \quad V_s = \left( \gamma \frac{RT}{\mu} \right)^{1/2}, \quad \mu = \sum_i \xi_i \mu_i. \quad (4)$$

Здесь  $\mu_i$  – молекулярный вес  $i$ -го компонента смеси;  $R$  – универсальная газовая постоянная. В табл. 1 представлены значения  $\gamma$  и  $V_s$  для некоторых из исследуемых смесей, рассчитанные согласно (3) и (4) для начальной температуры газа  $T_0 = 300$  К и  $W_a = 0.11$  Дж/см<sup>3</sup>. Зависимости  $C_V(T)$  для  $\text{SF}_6$  и  $\text{C}_2\text{H}_6$  получены с использованием данных [15] по теплоемкостям этих газов при постоянном давлении  $C_p(T)$ . Для сравнения в табл. 1 приводятся также значения  $\gamma_0$  и  $V_{s0}$  в необлученном газе. От-

Табл.1. Значения  $T$ ,  $\gamma$ ,  $V_s$ ,  $\gamma_0$  и  $V_{s0}$  при  $T_0 = 300$  К и  $W_a = 0.11$  Дж/см<sup>3</sup> для различных смесей.

Состав смеси	$T$ (К)	$\gamma$	$V_s$ (м/с)	$\gamma_0$	$V_{s0}$ (м/с)
SF <sub>6</sub> :C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> = 5:1	1240	1.06	294.9	1.10	146
SF <sub>6</sub> :C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> :He = 5:1:5	1175	1.10	389.3	1.16	202
SF <sub>6</sub> :C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> :He = 5:1:10	1115	1.14	459.7	1.22	246
SF <sub>6</sub> :C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> :He = 5:1:5	1175	1.10	370.7	1.16	196.4

метим, что для условий эксперимента, результаты которого представлены на рис.3 ( $W_a = 0.13$  Дж/см<sup>3</sup> при  $\tau > 3$  мкс), расчетные значения температуры  $T$  составили 1400, 1310 и 1250 К в смесях SF<sub>6</sub>:C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> = 5:1, SF<sub>6</sub>:C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>:He = 5:1:5 и 5:1:10 соответственно.

#### 4.2. Структура и параметры области газодинамического возмущения

Скачок температуры на границе зоны облучения приводит, как уже отмечалось, к соответствующему перепаду давлений, в результате чего возникает ударная волна, распространяющаяся в сторону холодного газа. На начальном этапе развития возмущения влияние границ отсутствует, и процесс имеет автомодельный характер [16, 17]. Кроме того, поперечные размеры зоны возмущения много больше продольных, что позволяет рассматривать движение газа в одномерном приближении. С учетом сказанного и в соответствии с [16, 17] структура возмущения, вызванного ударной волной, может быть представлена схематически (рис.8). Фронт ударной волны распространяется в область необлученного газа, обозначенную цифрой 0. Следующая за ним область ударно-сжатого газа 1 граничит с зоной разреженного газа 2, прошедшего через волну разрежения 3. Справа к волне разрежения примыкает область 4 невозмущенного газа, нагретого лазерным пучком, с температурой  $T$  (см. п.4.1). Стрелками показаны направления движения ударной волны, тангенциального разрыва 1–2 и слабых разрывов 2–3 и 3–4.

На основе теоретических представлений, развитых в [16, 17], для нахождения скорости ударной волны  $V_{sh}$  можно записать следующую систему уравнений:

$$\frac{p}{p_0} \left( 1 - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{U}{V_{s0}} \right)^{2\gamma/(\gamma-1)} = \frac{2\gamma_0 M_0^2 - (\gamma_0 - 1)}{\gamma_0 + 1}, \quad (5)$$

$$U = M_0 V_{s0} \frac{2(M_0^2 - 1)}{M_0^2(\gamma_0 + 1)}, \quad M_0 = V_{sh}/V_{s0}. \quad (6)$$

Здесь  $U$  – скорость движения контактной поверхности между областями сжатия 1 и разрежения 2;  $M_0$  – число Маха. Поскольку, как уже отмечалось, в области 4 плотность газа  $\rho = \rho_0$ , то инициирующий ударную волну перепад давлений  $\Delta p = p - p_0$  обусловлен исключительно скачком температуры  $\Delta T = T - T_0$ . Последний, в свою

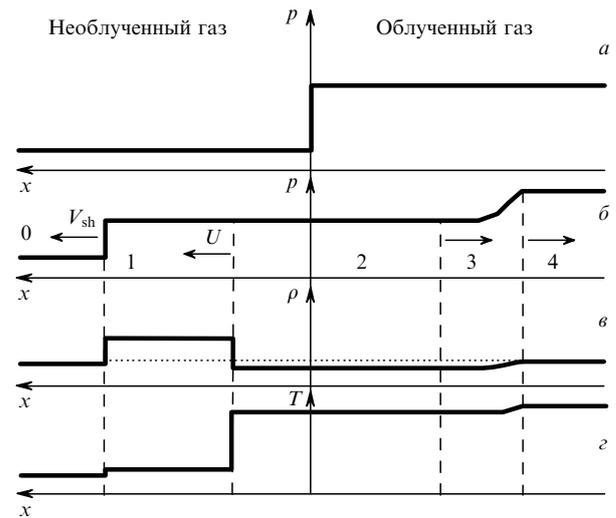


Рис.8. Структура возмущения: начальный скачок давления (а) и последующая эволюция во времени давления  $p$  (б), плотности  $\rho$  (в) и температуры  $T$  (г) газа.

очередь, полностью определяется значением  $W_a$ . Таким образом, из уравнений (5) и (6) следует, что скорость ударной волны  $V_{sh}$  и скорость  $U$  границы раздела областей 1 и 2 при заданных исходных параметрах газа также являются функциями только величины  $W_a$ . В силу этого однозначно зависят от  $W_a$  и все термодинамические параметры газа в областях 1–3.

В табл.2 представлены значения  $V_{sh}$ ,  $U$  и термодинамических параметров в зонах сжатия 1 и разрежения 2 газа для четырех из исследуемых в работе смесей, рассчитанные с использованием уравнений (5), (6), данных табл.1 и известных соотношений теории ударных волн и автомодельного движения в политропном газе [16, 17]. Значения  $p_2$  не приводятся, поскольку  $p_2 = p_1$ . Для сравнения даны также экспериментальные значения  $V_{sh}$ , измеренные по зависимостям поперечного размера диффузной полосы ОСР (см. рис.5–7) от  $\tau$ . Из табл.2 следует, что значения  $T_1$  мало отличаются от  $T_0$ , а значения  $T_2$  близки к  $T$ . Это свидетельствует о правомерности того, что мы считали показатели адиабаты  $\gamma$  и  $\gamma_0$  постоянными величинами при получении уравнений (5) и (6). Видно также, что имеет место хорошее согласие рассчитанных и измеренных значений  $V_{sh}$ .

#### 4.3. Влияние газодинамических возмущений на разрядные характеристики и структуру ОСР

Рассмотренный выше характер газодинамического возмущения, возникающего в смесях на основе SF<sub>6</sub> при поглощении излучения CO<sub>2</sub>-лазера, позволяет составить достаточно простое представление об особенностях развития ОСР при профилировании лазерного пучка диафрагмой или экраном. В общих чертах оно сводится к

Табл.2. Значения  $V_{sh}$ ,  $U$  и термодинамических параметров в зонах сжатия 1 и разрежения 2 (см. рис.8) при  $W_a = 0.11$  Дж/см<sup>3</sup> для различных смесей.

Состав смеси	$V_{sh}$ (м/с)		$U$ (м/с)	$p/p_0$	$p_1/p_0$	$\rho_1/\rho_0$	$T_1/T_0$	$\rho_2/\rho_0$	$T_2/T_0$
	Расчет	Эксперимент							
SF <sub>6</sub> :C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> = 5:1	230.7	240 ± 25	131.7	4.13	2.56	2.33	1.10	0.64	4.02
SF <sub>6</sub> :C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> :He = 5:1:5	311.1	310 ± 30	165.1	3.92	2.45	2.15	1.15	0.65	3.75
SF <sub>6</sub> :C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> :He = 5:1:10	366.5	360 ± 35	181.7	3.72	2.34	1.98	1.18	0.67	3.51
SF <sub>6</sub> :C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> :He = 5:1:5	296.3	320 ± 30	157.1	3.92	2.45	2.15	1.15	0.65	3.75

следующему. «Усы», ток в которых протекает одновременно с током начального ОСР, формируются в зонах 2 и 3 пониженной плотности газа. Темные области, разделяющие «усы» и диффузную полосу на фотографиях рис.5 и 6, расположены в зонах 1 ударно-сжатого газа, а сужение диффузной полосы разряда с ростом  $\tau$  обусловлено продвижением фронта ударной волны. Разряд, таким образом, служит своеобразным визуализатором ударной волны.

Обсудим более подробно зависимость  $\Delta(\tau)$ , представленную на рис.3. В силу очевидной симметрии относительно центральной силовой линии электрического поля достаточно рассмотреть структуру возмущения газа лишь в одной из половин разрядного промежутка. Выберем для определенности область слева от оси симметрии промежутка. Наглядно распределение основных термодинамических параметров газа вдоль оси  $x$ , направленной в сторону движения фронта боковой ударной волны, можно представить с помощью рис.8, если совместить ось ординат с вертикальной границей зоны облучения. Видно, что в промежуток «втягиваются» волна разрежения 3 и зона разрежения 2. Этот процесс сопровождается частичным перетеканием тока разряда на периферию и появлением вертикально направленных участков «усов».

Скачок давления, обусловленный нагревом газа  $\text{CO}_2$ -лазером, приводит также к возникновению ударной волны, движущейся в направлении, перпендикулярном направлению движения боковых ударных волн. В результате вблизи катода появляются ярко светящиеся участки разряда в зоне с пониженной плотностью газа, расположенные почти перпендикулярно к центральной силовой линии поля. В течение некоторого времени (зависящего от соотношения поперечных размеров разряда у анода в облученном газе и зоны облучения), начиная с момента, когда в газ уже полностью введена энергия лазерного импульса, но в расположенных на границах зонах разрежения еще не образовался единый канал с повышенной проводимостью, напряжение на промежутке остается неизменным («полка» на зависимости  $\Delta(\tau)$  на рис.3).

При образовании огибающих промежутков сквозных каналов («усов»), развивающихся в области с пониженной плотностью газа, разряд целиком смещается в эту область. В зонах пониженной плотности газ находится в колебательно-возбужденном состоянии, причем его температура практически такая же, как и в области 4 покоящегося облученного газа (см. табл.2 и рис.8). Поэтому в указанных областях примерно равны и критические значения приведенной напряженности поля  $(E/N)_{\text{кр}}$ , при которых скорость ионизации уравнивается скоростью прилипания электронов к молекулам  $\text{SF}_6$ . Однако из-за пониженной плотности газа в области развития «усов» напряженность поля  $E_{\text{кр}}$  меньше своего значения в облученном невозмущенном газе. По мере продвижения волн разрежения в глубь промежутка длина каналов («усов») и напряжение на промежутке уменьшаются. В результате, при достаточно больших временах задержки  $\tau$  на зависимости  $\Delta(\tau)$  появляется падающий участок. При очень больших временах задержки величина  $\Delta$  может стать даже отрицательной. Так, например, для смеси состава  $\text{SF}_6 : \text{C}_2\text{H}_6 : \text{He} = 5 : 1 : 5$  ( $W_a = 0.13$  Дж/см<sup>3</sup>) значения  $\tau$ ,

при которых параметр  $\Delta$  переходит через нуль, составляют соответственно  $\sim 10$  и  $\sim 43$  мкс при ограничении поперечного размера зоны облучения диафрагмой и в отсутствие диафрагмирования пучка.

## 5. Заключение

Таким образом, отметим, что хорошее совпадение расчетных и измеренных величин скоростей ударных волн, полученное в настоящей работе, свидетельствует о достаточно высокой точности оценок температуры газа, нагреваемого излучением  $\text{CO}_2$ -лазера. Это, по-видимому, позволяет использовать метод зажигания ОСР для предварительного нагрева импульсным лазером газов для определения их электроразрядных характеристик при высоких температурах. В частности, несомненный интерес представляет получение температурной зависимости критической приведенной напряженности электрического поля  $(E/N)_{\text{кр}}$  для такого важного в электрофизических приложениях газа, как  $\text{SF}_6$  [18, 19].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 05-08-33704, 06-08-00568) и фонда Содействия отечественной науки.

1. Белевцев А.А., Фирсов К.Н. В кн.: *Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Т. XI-4* (М.: Физматлит, 2005, с. 761).
2. Борисов В.П., Бурцев В.В., Великанов С.Д., Воронов С.Л., Воронин В.В., Запольский А.Ф., Золотов М.И., Кириллов Г.А., Мищенко Г.М., Подавалов А.М., Селемир В.Д., Урлин В.Д., Фролов Ю.Н., Циберев В.П. *Квантовая электроника*, **30**, 225 (2000).
3. Richeboeuf L., Pasquiers S., Legentil M., Puech V. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **31**, 373 (1998).
4. Apollonov V.V., Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Saifulin A.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4747**, 31 (2001).
5. Аполлонов В.В., Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Сайфулин А.В., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **30**, 207 (2000).
6. Apollonov V.V., Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Saifulin A.V. *Proc. XIV Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications* (Glasgow, UK, 2000, p. 409).
7. Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **37**, 1759 (2004).
8. Словецкий Д.И., Дерюгин А.А. В сб.: *Химия плазмы*. Под ред. Б.М.Смирнова (М.: Энергоатомиздат, 1987, т. 13, с. 240).
9. Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G. *Proc. IV Int. Conf. on Plasma Physics and Plasma Technology* (Minsk, Belarus, 2003, Vol. 1, p. 27).
10. Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G. *Appl. Phys. B*, **82**, 455 (2006).
11. Taylor R.S., Apollonov V.V., Corkum P.B. *IEEE J. Quantum Electron.*, **16**, 314 (1980).
12. Велихов Е.П., Ковалев А.С., Рахимов А.Т. *Физические явления в газоразрядной плазме* (М.: Наука, 1987).
13. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А. *Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры* (М.: Наука, 1980).
14. Chervy V., Gleizes A., Razafimanana M. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **27**, 1193 (1994).
15. *Физические величины (справочник)*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).
16. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Гидродинамика* (М.: Наука, 1986).
17. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966).
18. Datkof P., Christophorou L., Carter J. *J. Chem. Phys.*, **99**, 8607 (1993).
19. Александров Д.А., Александров Д.А., Базелян Э.М., Кончаков А.М. *Физика плазмы*, **29**, 182 (2003).