

03; 04; 09

© 1990 г.

## СВЧ РАЗРЯД В СВЕРХЗВУКОВЫХ ПОТОКАХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗОВ

А. Ф. Гуцол, В. К. Животов, Б. В. Потапкин,  
В. Д. Русанов, А. А. Фридман

Обсуждаются эксперименты по созданию СВЧ разрядов мощностью  $\sim 1$  кВт в сверхзвуковых потоках молекулярных газов (воздух,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ) при поперечной подаче СВЧ энергии. Отмечается сложность достижения высоких энерговыделений из-за ограничения по критическому тепловыделению в сверхзвуковой поток. Рассматриваются возможности, позволяющие снизить влияние тепловыделения на параметры сверхзвукового потока. Экспериментально показана возможность достижения значительных энерговыделений ( $\sim 2$  Дж/см<sup>3</sup>) в разряд без срыва сверхзвукового течения молекулярного газа.

Интерес к быстропроточным разрядным системам объясняется возможностью получения в них больших объемов неравновесно-возбужденного газа. Широкие исследования свойств сверхзвуковых систем с разрядами типа тлеющего [1] показали, что высокая скорость течения газа заметно изменяет характеристики разряда. Следует ожидать значительного влияния сверхзвуковых скоростей плазмообразующего газа и на параметры разрядов СВЧ диапазона, которые представляют интерес для проведения неравновесных химических реакций [2-4]. Поэтому требуется экспериментальное исследование СВЧ разрядов в сверхзвуковых потоках молекулярных газов, которому и посвящена данная работа. Наибольшее внимание уделялось изучению быстропроточного разряда в парах воды в связи с выяснением возможности ее эффективного разложения.

Реализация высокоэффективных механизмов диссоциации водяного пара возможна в плазме при удельных энерговыкладах  $J=1-3$  Дж/см<sup>3</sup> [3] ( $J=W_p/Q$ , где  $W_p$  — поглощаемая разрядом мощность, а  $Q$  — поток исходных реагентов). Создание разрядов со столь высоким удельным энерговыкладом в сверхзвуковых потоках газов сопряжено с принципиальной трудностью. Дело в том, что тепловыделение  $q$  тормозит сверхзвуковой поток и при достижении величины критического тепловыделения

$$q_{кр} = c_p T_{00} \left[ \frac{(1 + \gamma M_0^2) (2(\gamma + 1))^{1/2}}{M_0 \left(1 + \frac{1}{2}(\gamma - 1) M_0^2\right)^{1/2}} - 1 \right] \quad (1)$$

течение переходит в дозвуковой режим. Здесь  $c_p$  — теплоемкость газа при постоянном давлении,  $T_{00}$  — начальная температура газа (в ресивере),  $\gamma = c_p/c_v$  — показатель адиабаты,  $M_0$  — начальное значение числа Маха потока. Для молекулярных газов с нормальными начальными условиями  $q_{кр} \leq 0.3$  Дж/см<sup>3</sup>. Это означает, что для достижения удельных энерговыделений  $J \sim 2$  Дж/см<sup>3</sup> большая часть энергии не должна выделиться в сверхзвуковой поток в виде тепла. Существуют различные способы позволяющие повысить энерговыклад в сверхзвуковой разряд.

1. Как видно из формулы (1), увеличение начальной температуры газа  $T_{00}$  приводит к пропорциональному увеличению величины критического тепловыделения.

2. Проведение эндоэргических химических реакций с высокой энергетической эффективностью  $\eta = (\Delta H \cdot Q_{пр}) / W_p$  ( $\Delta H$  — термодинамически минимальные энергозатраты на получение продукта,  $Q_{пр}$  — поток получаемого продукта) приводит к уменьшению тепловыделения до величины  $q = J(1 - \eta)$ .

3. Расширение сверхзвукового потока приводит к его ускорению и охлаждению, однако расчеты показывают, что при проведении химических реакций для полного подавления влияния тепловыделения требуемое расширение потока обычно очень велико ( $\sim 10^3$ ) [4].

4. Организация эффективного теплоотвода от разряда, например через стенку химического реактора, позволяет направить на разогрев потока только часть выделяющегося тепла.

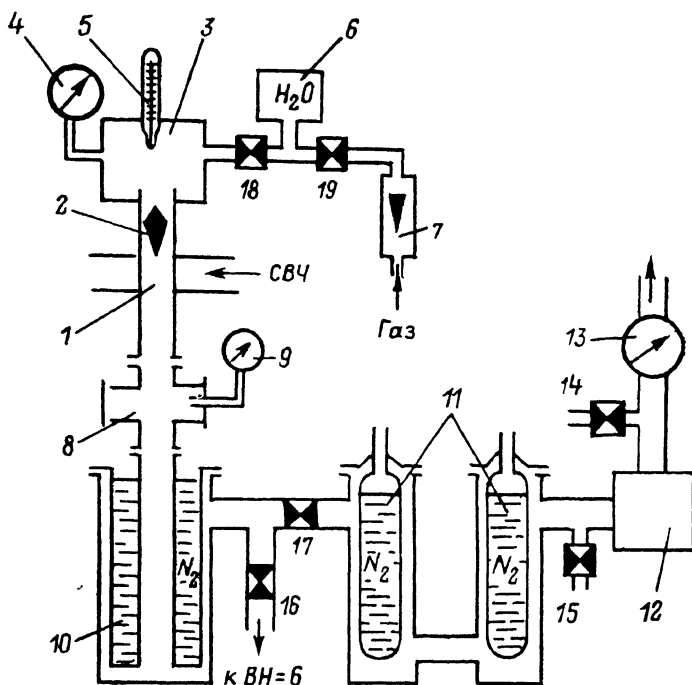


Рис. 1. Принципиальная схема газотранспортной схемы.

1 — плазмохимический реактор, 2 — сверхзвуковое сопло, 3 — ресивер, 4 — обогреваемый вакуумметр, 5 — термометр, 6 — парогенератор, 7 — ротаметр, 8 — приемная камера, 9 — вакуумметр, 10 — азотные ловушки, 11 — баллон с газом, 12 — форвакуумный насос, 13 — газовый счетчик, 14—19 — вентили.

5. В некоторых случаях достаточно низкая скорость релаксационных потерь позволяет разделить пространственно зону разряда и зону тепловыделения и организовать выделение тепла за пределами сверхзвукового канала. Например, для азота константа скорости колебательно-поступательной релаксации  $k_{VT} \sim \sim 10^{-18}$  см<sup>3</sup>/с, соответственно длина релаксации  $l_{VT} \approx v / (k_{VT} \cdot n) = 10^5$  см/с /  $(10^{-18}$  см<sup>3</sup>/с  $\cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>) =  $10^4$  см при скорости потока  $v = 10^5$  см/с и концентрации молекул  $n = 10^{19}$  см<sup>-3</sup>.

6. Теоретические расчеты показывают, что для оптимального проведения некоторых химических реакций в плазме в условиях сверхзвукового потока требуются заметно более низкие удельные энерговыклады. Например, для реакции разложения CO<sub>2</sub> на CO и O<sub>2</sub>  $J_{онт} \approx 3.5$  Дж/см<sup>3</sup> для  $M=0$  и  $J_{онт} \approx 1.5$  Дж/см<sup>3</sup> для  $M=3$  [5].

7. Расслоение сверхзвукового потока на зоны энерговыделения, в которых протекает химическая реакция, и на «холодные» зоны приводит к тому, что средний удельный энерговыклад, требуемый для оптимального проведения плазмохимической реакции, будет ниже, чем в однородном случае [6].

Анализ этих вариантов применительно к разряду в парах воды показал, что кроме отвода энергии в химическую реакцию (эффективность процесса

не ожидалась выше 45 % [7]) существенную роль может играть только интенсивный теплоотвод от разряда. Наиболее просто он может быть осуществлен при локализации зоны основного энерговыделения вблизи стенки разрядной камеры. Заторможенный газ у стенки имеет наибольшую по сечению потока температуру, т. е. в этой зоне достигаются наилучшие условия для СВЧ пробоя (максимально  $E/n_0$ , где  $E$  — напряженность электрического поля, а  $n_0$  — концентрация молекул); после возникновения разряда в пристеночной области газ в этой зоне дополнительно разогревается (падает  $n_0$ ,  $E/n_0$  растет), а СВЧ поле в центре потока ослабевает из-за поглощения и скинирования в плазме.

Для экспериментальных исследований была создана установка с поперечной потоку подачей СВЧ энергии, газотранспортная схема которой представлена на рис. 1. Перегретый водяной пар из парогенератора 6 подавался в ресивер 3, где обогреваемым вакууметром 4 измерялось его давление. Температура в ресивере измерялась ртутным термометром 5. Другие газы подавались через предварительно калиброванный ротаметр 7, которым мерился их расход. Из ресивера газ (пар) поступал через коаксиальное сопло 2 в разрядную камеру 1. Приемная камера 8 позволяла вводить в поток трубки Пито диаметром 4 мм для измерения газодинамических параметров потока и проводить оптические

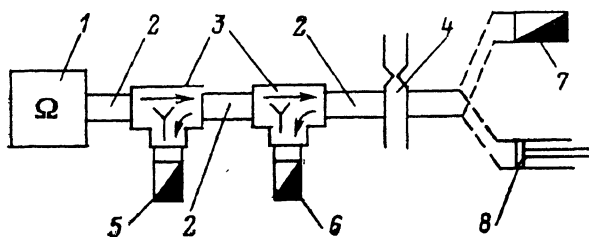


Рис. 2. Схема подвода и измерения СВЧ мощности.

1 — магнетрон, 2 — волноводы, 3 — Y-циркуляторы, 4 — плазмотрон, 5 — Y-циркуляторы, 6 — вакууметр, 7 — ротаметр, 8 — волноводный поршень.

наблюдения, выводя излучение из разряда вниз по потоку. Невымораживающиеся продукты химической реакции откачивались форвакуумным насосом 12, а их поток измерялся газовым счетчиком 13.

Для ввода СВЧ энергии в разряд использовалась волноводная система (рис. 2). СВЧ излучение с частотой 2,45 ГГц мощностью  $W_{\text{ввл}}$  до 1 кВт подводилось к плазмотрону 4 прямоугольными волноводами 2 от магнетрона 1. В конце волновода могла устанавливаться калориметрируемая согласованная нагрузка 7, поглощающая мощность, прошедшую через разряд. При «боковом» способе подвода СВЧ энергии разряды, не стабилизированные газодинамически, локализуются у стенки кварцевой трубки со стороны падения СВЧ излучения. Для симметризации разряда была предусмотрена возможность установки вместо нагрузки 7 закорачивающего отражающего волноводного поршня 8 в СВЧ тракте за разрядной трубкой 4.

Точность измерения поглощенной разрядом СВЧ мощности была существенно повышена включением в волноводный тракт двух ферритовых развязывающих вентилей — Y-циркуляторов [7-9] (3 на рис. 2). В нашем случае Y-циркуляторы использовались как для измерения мощности, поглощенной разрядом, так и для предотвращения влияния отраженной разрядом (и поршнем) энергии на режим работы магнетрона. Это позволило измерять мощность, вложенную в разряд, как разность между мощностями, выделяющимися в волноводных нагрузках и Y-циркуляторах в отсутствие и при наличии разряда. Относительная ошибка измерений поглощаемой разрядом мощности не превышала 10 % на уровне 100 Вт и 50 % на уровне 1000 Вт.

Предварительные наблюдения показали, что при всех реализованных в эксперименте величинах потока газов ( $Q_{\text{H}_2\text{O}} \leq 600 \text{ см}^3/\text{с}$ ,  $Q_{\text{вод}} \leq 1000 \text{ см}^3/\text{с}$ ,  $Q_{\text{CO}_2} \approx 350 \text{ см}^3/\text{с}$ ) располагаемой величины СВЧ мощности ( $W_{\text{ввл}} \leq 1,5 \text{ кВт}$ ) было достаточно для СВЧ пробоя в сформированном сверхзвуковом потоке. Это связано с тем, что высокая поступательная скорость в канале обеспечивает концентрацию частиц, достаточно низкую для пробоя. В сформированном потоке разряд локализовался в пристеночной области.

Измеряя статистическое  $P_c$  и динамическое  $P_k$  давления в потоке трубки Пито, можно было определить число Маха  $M$  как дозвукового

$$\frac{P_k}{P_c} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\gamma/(\gamma-1)}, \quad M \leq 1, \quad (2)$$

так и сверхзвукового

$$\frac{P_k}{P_c} = \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} \left(\frac{2}{\gamma-1}\right)^{1/(\gamma-1)} \frac{M^{2\gamma/(\gamma-1)}}{\left(\frac{2\gamma}{\gamma-1} M^2 - 1\right)^{1/(\gamma-1)}}, \quad M \geq 1 \quad (3)$$

потоков [10]. Отверстия трубок располагались на 4 см ниже стенки волновода и на 12 см ниже критического сечения сопла. Статическое давление  $P_c$  оставалось

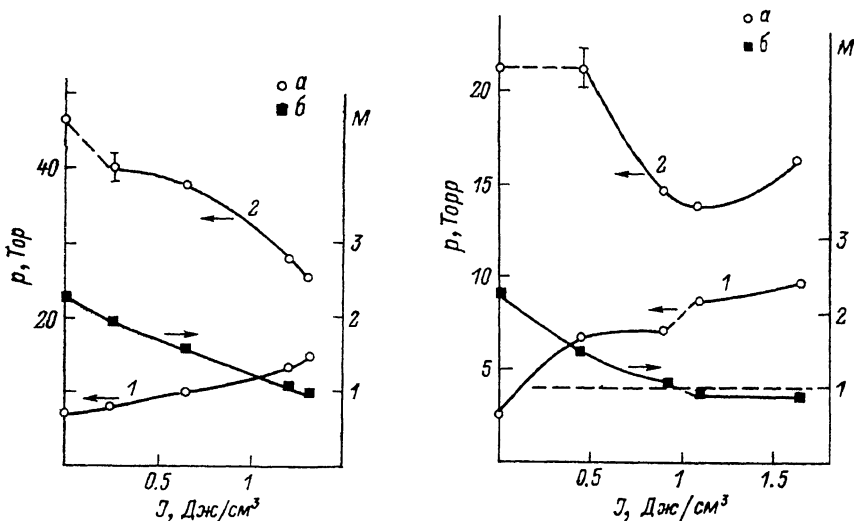


Рис. 3. Зависимость параметров потока воздуха от величины удельного энерговклада  $J$  при расходе  $Q_{\text{возд}} = 800 \text{ см}^3/\text{с}$ .

$a$  — давление (1 — статическое, 2 — динамическое); б — число Маха.

Рис. 4. Зависимость параметров потока  $\text{CO}_2$  от величины удельного энерговклада  $J$  при расходе  $Q_{\text{CO}_2} = 350 \text{ см}^3/\text{с}$ .

$a, б, 1, 2$  — то же, что и на рис. 3.

практически постоянным в разных точках поперечного сечения реактора, в то время как динамическое  $P_k$  изменялось от величины  $P_k \approx P_c$  у стенки до максимального вблизи центра. Для характеристики параметров потока мы использовали максимальное значение  $P_k$ .

Зажигание разряда приводило к изменению характеристик сформированного сверхзвукового потока. При этом расход газа  $Q$  оставался постоянным. Это свидетельствует о неизменности параметров потока в критическом сечении. На рис. 3 показана зависимость газодинамических параметров потока воздуха ( $P_c, P_k, M$ ) от величины удельного энерговклада  $J$  при расходе воздуха  $Q_{\text{возд}} = 800 \text{ см}^3/\text{с}$ . Видно, что увеличение удельного энерговклада приводит к увеличению статического давления (за счет повышения температуры и торможения потока) и уменьшению динамического давления (за счет торможения). При достижении некоторой мощности СВЧ излучения разряд становился неустойчивым, т. е. при одной и той же мощности излучения поток мог оставаться сверхзвуковым и самопроизвольно переходить в дозвуковой режим течения, поглощая несколько большую долю СВЧ мощности  $\beta = W_p/W_{\text{вв.1}}$  ( $\beta = 84\%$  в сверхзвуковом режиме и  $\beta = 90\%$  в дозвуковом; на рис. 3 точки вблизи  $M=1$ ). Переход

течения воздуха в разряде в дозвуковой режим приводил к резкому разогреву медных трубок Пито, поэтому дальнейшее увеличение мощности излучения не проводилось. Разогрев трубок, видимо, связан не столько с выделением тепла за счет торможения потока (скорость потока меняется незначительно), сколько с резким ускорением колебательно-поступательной релаксации при тепловом кризисе [4].

Измерения параметров сверхзвукового СВЧ разряда в  $\text{CO}_2$  выявили в общем аналогичные зависимости (рис. 4). Адиабатическое расширение  $\text{CO}_2$  по расчету должно было в условиях эксперимента привести к частичной конденсации при  $M \approx 2$ . С этим, очевидно, связан несколько иной, чем для воздуха, ход кривой  $P_x(j)$  при малых энергозкладах (тепловыделение в сверхзвуковой поток газа

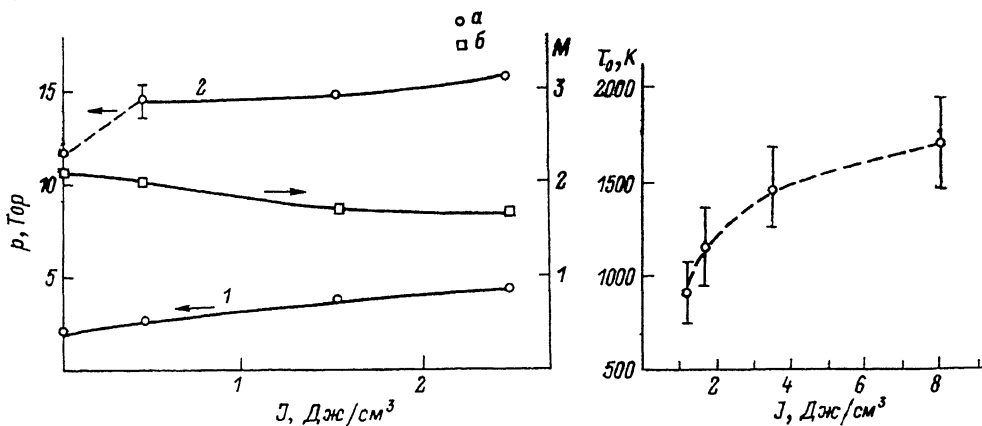


Рис. 5. Зависимость параметров потока паров воды от величины удельного энергозклада  $J$  при расходе  $Q_{\text{H}_2\text{O}} = 220 \text{ см}^3/\text{с}$ .

а, б; 1, 2 — то же, что и на рис. 3.

Рис. 6. Зависимость температуры тяжелых частиц  $T_0$  в плазме от удельного энергозклада  $J$ .

должно приводить к падению динамического давления, что и наблюдается для воздуха при  $M > 1$ , но не наблюдается для  $\text{CO}_2$  при  $j \leq 0.5 \text{ Dж/см}^3$ ,  $M \geq 1.5$ , хотя зависимость  $M(j)$  по-прежнему строго падающая). При переходе в дозвуковой режим течения наблюдается повышение  $P_x$  с ростом энергозклада (дозвуковой поток при тепловыделении ускоряется и остается трансзвуковым). Изменение доли поглощаемой СВЧ мощности  $\beta$  при переходе в дозвуковой режим течения для  $\text{CO}_2$  также наблюдается ( $\beta = 79\%$  в сверхзвуковом и  $\beta = 96\%$  в дозвуковом режимах при работе с волноводным поршнем). Перегрев трубок Пито не наблюдался, что может быть связано со значительно более высокой долей энергии, поглощаемой в химической реакции разложения  $\text{CO}_2$  [4].

Относительно высокая величина удельного энергозклада, при котором достигается кризис течения в воздухе и  $\text{CO}_2$  (при  $M = 2.2$  для воздуха  $q_{\text{кр}} \approx 0.15 \text{ Dж/см}^3$ , для  $\text{CO}_2$   $q_{\text{кр}} \approx 0.22 \text{ Dж/см}^3$ ) связана, видимо, как с теплоотводом на стенки, так и с малой скоростью релаксации колебательно-поступательной неравновесности. Кроме того, в  $\text{CO}_2$ , как уже отмечалось, существенную роль играет поглощение энергии в химических реакциях.

Наиболее подробно исследовался разряд в парах воды. Результаты измерений параметров потока в зависимости от энергозклада при величине потока  $Q_{\text{H}_2\text{O}} \approx 220 \text{ см}^3/\text{с}$  представлены на рис. 5. По зависимости  $P_x(j)$  видно, что влияние конденсации (которая по расчету наступает при  $M = 1.1$ ) сказывается во всем приведенном диапазоне энергозкладов. Число Маха  $M$  падает с ростом  $j$  существенно медленнее, чем в случае воздуха и углекислого газа (рис. 3, 4). Это может быть связано с рядом причин: лучшей откачкой водяных паров при помощи азотных ловушек (за счет отсоса пограничных слоев увеличивается эффективное сечение сверхзвукового потока); сильным влиянием неидеальности

газа вблизи точки конденсации (оценки величины  $q_{кр}$  проводились в предположении идеальности газа); большей теплопроводностью диссоциированного водяного пара, обеспечивающей эффективный теплоотвод на стенку.

Сверхзвуковой разряд в парах воды поглощает меньшую мощность по сравнению с разрядами в  $\text{CO}_2$  и воздухе. Например, при  $j=1$  Дж/см<sup>3</sup> доля поглощаемой мощности  $\beta$  составляет  $\beta_{\text{H}_2\text{O}} \approx 60\%$ ,  $\beta_{\text{CO}_2} \approx 80\%$ ,  $\beta_{\text{возд}} \approx 85\%$  (работа с волноводным поршнем).

Микрофотометрирование фотоснимков разряда в парах воды позволило изучить структуру разряда и определить объем светящейся зоны, которую мы отождествляем с собственно плазмой. Объем плазмы монотонно растет с уменьшением потока и увеличением разрядной мощности, причем вариация «длины» разряда существенно больше вариации «площади поперечного сечения». Так, изменение «длины» от 9 до 4 см соответствует изменению «площади» от 1.5 до 0.9 см<sup>2</sup>. Заметим, что это составляет существенную долю от общей площади поперечного сечения разрядной трубки  $S=2$  см<sup>2</sup>.

Были проведены дополнительные диагностические исследования сверхзвукового СВЧ разряда в парах воды с целью построения его модели. Регистрация обзорного спектра проводилась при помощи спектрографа СТЭ-1. Спектр разряда состоял из линейчатого излучения атомов водорода (яркая линия  $H_\alpha$  656.3 нм, слабые линии  $H_\beta$  486.1 нм и  $H_\gamma$  434.0 нм, очень слабая линия  $H_\delta$  410.1 нм) и кислорода (слабый триплет 777.2, 777.4, 777.5 нм). Сплошной тормозной и рекомбинационный спектр электронов, а также спектр излучения радикала ОН зарегистрировать не удалось. В то же время в спектре присутствовала слабая по интенсивности колебательно-вращательная полоса без отчетливого оттенения в области длин волн 343—360 нм с наиболее яркой линией 347.5 нм. По имеющимся литературным данным нам не удалось идентифицировать это излучение.

Поступательная температура тяжелой компоненты плазмы  $T_0$  (в наиболее горячей зоне) (рис. 6) измерялась по доплеровскому уширению линий излучения малых добавок криптона (менее 10 % по объему) [10]. Оптическая система включала в себя интерферометр Фабри—Перо (ИФП) в качестве прибора высокой разрешающей силы и спектрограф СТЭ-1 в качестве предварительного монохроматора. Контуры линий излучения Кг с длинами волн  $\lambda_1=758.7$  нм и  $\lambda_2=760.1$  нм обрабатывались при помощи так называемой диаграммы Е. Баллика [11] с целью выделения доплеровского уширения  $\Delta\lambda$ , по которому определялась температура  $T_0$ .

Было проведено измерение скорости газа в наиболее горячей зоне разряда по доплеровскому сдвигу линий излучения малых добавок криптона (менее 10 % об.,  $\lambda=587$  нм) и ртути (менее 1 % об.,  $\lambda=546$  нм). Для этого использовался спектрометр с пространственным разрешением на основе интерферометра Фабри—Перо [12]. Фоторегистрация проводилась в двух направлениях: перпендикулярно потоку через окно в волноводе и снизу по потоку при помощи зеркала или призмы в приемной камере (рис. 1, 8). Доплеровский сдвиг  $\Delta\lambda = \pm\lambda (v/c)$  ( $c$  — скорость света) приводит к увеличению диаметра интерференционных колец, создаваемых ИФП [13]. Микрофотометрирование снимков, выполненных сбоку и снизу по потоку, позволяло измерить относительный сдвиг максимумов интерференции, что в свою очередь давало возможность определить скорость потока  $v$ . Точность измерений скорости была невелика ( $\Delta v \approx 10^4$  см/с) из-за большой ширины спектральных линий. Измерения с добавками криптона и ртути дали совпадающие (в пределах точности) результаты. В результате экспериментов было выяснено, что плазма, локализованная вблизи стенок реактора (точнее, ее наиболее нагретая, яркая часть), движется со скоростью  $v \approx 2 \cdot 10^4$  см/с. Зависимости скорости пристеночного потока плазмы от режима (расхода пара, мощности) обнаружено не было. Оптическая схема позволяла в принципе проводить измерения скорости потока с пространственным разрешением. Однако слабая светимость добавок Кг и Hg не позволяла провести достаточное диафрагмирование оптической системы, и обнаружить градиент скорости по радиусу трубки не удалось. При очень малых потоках пара и больших мощностях, т. е. в заведомо дозвуковом режиме, свечение ртути наблюдалось и из

центральной части потока (свечение других атомов из этой области существенно более слабое, что, вероятно, связано с разностью в потенциалах возбуждения), при этом скорость в центре составляла  $v_c \approx 3.5 \cdot 10^4$  см/с.

Результаты экспериментов по измерению давления, размеров плазменного образования, поглощаемой мощности, температуры тяжелой компоненты плазмы и литературные данные о взаимодействии электронов с молекулами воды в электрических разрядах [14, 15] позволили провести оценки основных параметров плазмы сверхзвукового СВЧ разряда в парах воды. Так, в типичном режиме, когда мощность излучения  $W_{взл} = 500$  Вт и поток паров  $Q_{H_2O} = 200$  см<sup>3</sup>/с, температура молекул  $T_0 = 1000$  К, их концентрация  $n_0 \approx 3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Температура  $T_e = 1-3$  эВ и концентрация  $n_e \approx 1.5 \cdot 10^{22}$  см<sup>-3</sup> электронов слабо зависят от изменения внешних параметров. Постоянство электронной концентрации  $n_e \approx \text{const}$  ( $W_{взл}$ ,  $Q_{H_2O}$ ) следует также из того соображения, что скорость движения фронта ионизации  $v_\phi$ , т. е. скорость распространения разряда, определяющаяся электронной концентрацией, равна скорости набегающего потока, которая в сверхзвуковом режиме зависит только от геометрии канала и начальной температуры газа, т. е.  $v_\phi \approx \text{const}$ , следовательно, и  $n_e = \text{const}$  ( $W_{взл}$ ,  $Q_{H_2O}$ ). Сопоставление экспериментальных данных об изменении объема плазменного образования, давления и температуры в плазме позволило выяснить, что мощность, поглощаемая разрядом, отнесенная к числу частиц в плазме, остается постоянной в пределах точности измерений и составляет  $\sim 10^4$  эВ/с на молекулу.

Рассмотрение баланса заряженных частиц проводилось исходя из тех соображений, что в СВЧ разрядах рождение электронов имеет всегда объемный характер и скорость рождения электронов  $v_i = k_i(T_e)W n_0$  растет с ростом энергии электронов  $T_e$ , т. е. с ростом параметра  $E/n_0$ , гибель же электронов может определяться как объемными процессами (диссоциативное прилипание, электрон-ионная рекомбинация), так и процессами на стенке. Заметим, что центральный поток, в котором есть конденсированная фаза, также может играть роль стенки. Исходя из требований устойчивости разряда по отношению к малым возмущениям параметра  $E/n_0$  и учитывая характер изменения геометрии разряда при увеличении мощности излучения, можно сделать вывод, что гибель электронов на стенке в рассматриваемом разряде не является определяющей. Оценки показывают, что скорость электрон-ионной рекомбинации и диссоциативного прилипания близки, однако последний из механизмов, так же как и гибель электронов на стенке, не может быть стабилизирующим фактором по отношению к возмущениям  $E/n_0$ . Таким образом, в сверхзвуковом СВЧ разряде в парах воды рождение электронов определяется объемными процессами ионизации электронным ударом и, возможно, ассоциативного отрыва электрона. Гибель электронов преимущественно объемная в реакциях диссоциативного прилипания и электрон-ионной рекомбинации.

При выяснении существенного вопроса о тепловом режиме сверхзвукового СВЧ разряда в парах воды мы учитывали, что энергия СВЧ электромагнитного поля, поглощаемая разрядом  $W_p$ , перераспределяется в следующие каналы: в химическую энергию, в излучение, в кинетическую энергию и в тепло, частично уносимое потоком, а частично рассеиваемое стенками реактора. В условиях низкотемпературной, сильно неравновесной плазмы ( $T_0 \ll T_e$ ) излучение не играет существенной роли в энергетическом балансе. Также можно пренебречь влиянием химических реакций, поскольку, как показали измерения, эффективность химического процесса  $\eta_{хим} \approx 5\% \ll 1$ . При нагреве сверхзвукового потока происходит его торможение и переход части кинетической энергии  $\Delta (mv^2/2)$  в тепловую. В нашем случае  $\Delta (mv^2/2) < 30$  Вт. Таким образом, ясно, что в тепло в итоге переходит мощность, примерно равная  $W_p$ . Оценки, проведенные с учетом экспериментальных данных о структуре разряда и температуре в горячей зоне, показали, что основная доля тепловой энергии рассеивается стенками реактора. Это позволяет достигать высоких удельных энерговыделений в разряде ( $j \geq 2.5$  Дж/см<sup>2</sup>) без срыва сверхзвукового режима течения.

Безусловный интерес представляют сверхзвуковые разряды, оторванные от стенок реактора. Поэтому кроме изучения «пристеночного» сверхзвукового

СВЧ разряда, позволявшего реализовать существенные энергоклады  $j \sim \sim 2 \text{ Дж/см}^3$ , необходимые для проведения химической реакции в плазме паров воды [3], было предпринято исследование возможности стабилизации разряда при поперечной подаче СВЧ мощности в глубине сверхзвукового потока.

Не вдаваясь в подробности вопроса о скоростях распространения фронта ионизации, безусловно существенного при обсуждении сверхзвуковых разрядов, отметим, что поддержание разряда в сверхзвуковых потоках газов при допробойных напряженностях электрического поля на фронте ионизации требует либо «привязки» разряда к областям с дозвуковыми скоростями течения, либо реализации механизма типа «выноса резонансного излучения» [16], характерного для одноатомных газов. Соответственно опыты проводились в двух направлениях.

Проведенные эксперименты с добавлением ксенона в сверхзвуковой поток воздуха показали, что при этом разряд разбивается на тонкие ярко светящиеся нити, неподвижные или вибрирующие, параллельные потоку газа и СВЧ электрическому полю. Плотность этих нитей в объеме убывает по направлению к центру потока.

У поверхности центрального тела коаксиального сверхзвукового сопла газ движется с дозвуковой скоростью, поэтому возможна локализация разряда вблизи этой области. В экспериментах использовалось центральное тело обычной каплеобразной геометрии с «острым концом». При этом разряд диаметром около 4 мм возникал вблизи острия центрального тела и тянулся вниз по потоку на 2—3 см. Поглощаемая таким разрядом мощность не превышала 150 Вт (эксперименты проводились на воздухе, расход  $Q \sim 1000 \text{ см}^3/\text{с}$ ) и составляла  $\sim 20\%$  от мощности излучения. Дальнейшее увеличение мощности приводило к возникновению разряда в пристеночном слое и срыву центрального разряда. Использование центрального тела сопла с «обрезанным острием» приводило к тому, что в потоке изначально создавалась обширная зона с дозвуковой скоростью течения в области «газодинамической тени». Разряд, «привязанный» к этой области, имел диаметр светящейся зоны  $\approx 5 \text{ мм}$  и длину 4—5 см и поглощал до 400 Вт мощности ( $\sim 40\%$  мощности излучения). Дальнейшее увеличение мощности также приводило к возникновению разряда в пристеночной области. При локализации разряда в глубине потока нагрев и коррозия латунного центрального тела заметны не были.

Следует заметить, что энергонапряженность (отношение поглощаемой мощности к объему плазмы) в реализованных СВЧ сверхзвуковых разрядах была весьма высока —  $\sim 50 \text{ Вт/см}^3$  при локализации в пристеночной области и  $\sim 400 \text{ Вт/см}^3$  при локализации в глубине потока.

Таким образом, проведенные эксперименты демонстрируют возможность создания неравновесных СВЧ разрядов в сверхзвуковых потоках молекулярных газов при поперечной подаче СВЧ мощности. Удельный энергоклад, приводящий к срыву сверхзвукового режима течения, может существенно превышать расчетную величину критического тепловыделения. Это обстоятельство позволяет рассматривать такие системы как перспективные для проведения химических реакций.

#### Список литературы

- [1] Велихов Е. П., Голубев В. С., Пашкин С. В. // УФН. 1982. Т. 137. № 1. С. 117—150.
- [2] Гуцол А. Ф., Потапкин Б. В. // Тез. докл. IV Всесоюз. симпозиума по плазмохимии. Днепропетровск, 1984. Т. 1. С. 105.
- [3] Русанов В. Д., Фридман А. А., Шолин Г. В. // УФН. 1981. Т. 134. № 2. С. 185—235.
- [4] Русанов В. Д., Фридман А. А. Физика химически активной плазмы. М.: Наука, 1984. 416 с.
- [5] Азизов Р. И., Вакар А. К., Животов В. К. и др. // ДАН СССР. 1983. Т. 271. № 1. С. 94—98.
- [6] Кириллов И. А. Канд. дисс. М., 1985. 126 с.
- [7] Мелих-Асланова Т. А., Русанов В. Д., Фридман А. А. и др. // ДАН АзССР. 1985. Т. ХLI. № 5. С. 44—47.
- [8] Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ. М.: Высшая школа, 1970. Т. 1. 439 с.
- [9] Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976. 888 с.
- [10] Балобанов А. В., Гуцол А. Ф., Самарин А. Е. // Тез. докл. IV Всесоюз. симпозиума по плазмохимии. Днепропетровск, 1984. Т. 1. С. 37—38.



- [11] Жилинский А. Г., Кучинский В. В. Реальный интерферометр Фабри—Перо. Л.: Машиностроение, 1983. 176 с.
- [12] Балбанов А. В., Белецкий Г. С., Животов В. К. и др. // ПТЭ. 1985. № 2. С. 179—180.
- [13] Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И. Техника и практика спектроскопии. М.: Наука, 1972. 375 с.
- [14] Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М.: Госатомиздат, 1961. 323 с.
- [15] Earl R., Mosburg J. // IEEE J. Quantum Electron. 1973. Vol. QE-9. N 8. P. 843—851.
- [16] Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974. 308 с.

Поступило в Редакцию  
13 апреля 1989 г.

