

О ТЕМПЕРАТУРЕ ГАЗА В ПЛАЗМЕ ЭЛЕКТРОДНОГО СВЧ РАЗРЯДА ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ В ВОДОРОДЕ

Ю.А. Лебедев, М.В. Мокеев

*Институт нефтехимического синтеза РАН,
119991, г. Москва, Ленинский просп., 29. mtokeev@ipc.ac.ru.*

СВЧ разряды, возникающие в окрестности электрода, когда размеры плазменного образования меньше размеров разрядной камеры являются ярким примером структурообразования плазмы [1, 2]. Разряд состоит из яркой тонкой приэлектродной пленки и окружающей ее шаровой светящейся области, отделенной от темного внешнего пространства резкой границей. Параметры плазмы в таких разрядах до сих пор оставались практически неизвестными.

Исследования проводились в водородном разряде при давлении 1-8 Тор и падающей мощности 20-90 Вт, частота генератора СВЧ 2.45 ГГц.

Температура газа является важным параметром, определяющим как особенности взаимодействия электромагнитного поля с плазмой (соотношение ν/ω , ν - эффективная частота столкновений электронов с тяжелыми частицами), так и кинетику процессов в ней. Температура газа определялась по относительной интенсивности вращательных линий электронно-возбужденных молекул α -системы Фулхера молекулярного водорода [3], которая представляет собой радиационный переход $H_2(d^3\Pi_u \rightarrow a^3\Sigma_g^+)$. Строго говоря, по α -системе Фулхера определяют вращательную температуру верхнего возбужденного состояния $d^3\Pi_u$ молекулярного водорода. Температура газа рассчитывалась по интенсивностям Q ветви диагональной (колебательные квантовые числа верхнего и нижнего состояний $V'=V''=2$) полосы α -системы Фулхера. Расчет вращательной температуры $d^3\Pi_u$ проводился в предположении больцмановского распределения молекул по вращательным уровням верхнего состояния:

$$\ln(I_{\nu \rightarrow \nu'} / (\nu^4 \nu' S_{J', J''})) = - F(J') hc / (kT^*_{rot}) + \text{const}, \quad (1)$$

где $I_{\nu \rightarrow \nu'}$ - интенсивность излучения, соответствующая переходу между вращательными уровнями колебательно-возбужденных электронных состояний молекул, $\nu \rightarrow \nu'$ - частота этого перехода, $S_{J', J''}$ - фактор Хенля-Лондона, $F(J')$ - вращательная энергия верхнего состояния. Температура определяется по наклону линейной зависимости $\ln(I_{\nu \rightarrow \nu'} / (\nu^4 \nu' S_{J', J''}))$ от $F(J')$. Вращательная температура основного состояния рассчитывается по формуле:

$$T^0_{rot} = T^*_{rot} (B^0 / B'), \quad (2)$$

где B^0 , B' - вращательные постоянные основного и возбужденного состояний. Вращательная температура основного состояния считалась равной газовой температуре. Эксперименты показали, что предположение о больцмановском распределении молекул по вращательным уровням выполняется, точки зависимости $\ln(I_{\nu \rightarrow \nu'} / (\nu^4 \nu' S_{J', J''})) \sim F(J')$ хорошо ложатся на прямую. По данным литературы и результатам наших измерений полоса $Q(2-2)$ дает значение, самое близкое к среднему, определенному по нескольким полосам или даже разными методами [4], а также наименьшую погрешность – отклонение зависимости $\ln(I_{\nu \rightarrow \nu'} / (\nu^4 \nu' S_{J', J''})) \sim F(J')$ от прямой линии.

В исследованном диапазоне мощностей и давлений в водородном разряде температура нейтрального газа составляет 550-800 К и слабо растет при увеличении давления и падающей мощности (рис. 1, 2). Температура приэлектродной пленки несколько выше, чем в сферической области. При давлении 1 Тор и падающей мощности 90 Вт температура практически постоянна во всей светящейся области разряда (рис. 3).

Этот результат имеет прямое отношение к выяснению процессов, которые могли бы быть ответственными за существование разряда. Одним из них может быть поглощение энергии в области плазменного резонанса. Роль этого механизма уменьшается по мере увеличения отношения v/ω и при давлениях 3-4 Тор возрастание поля в области плазменного резонанса отсутствует, а радиальное изменение поля вблизи электрода определяется только электродинамикой системы. Поскольку разряд с такой же формой и структурой существует и при больших давлениях, эти результаты свидетельствуют о том, что нагрев газа не обеспечивает условий, при которых резонансный механизм мог бы быть определяющим в формировании разряда во всем диапазоне давлений.

Практически одинаковое во всей излучающей области значение температуры газа может быть объяснено следующим образом. Проводились эксперименты в запыленной плазме [см. напр. 5]. При экспериментах в проточной системе и без откачки было замечено, что потоки газа имеют определяющее значение в движении частиц. В последующих экспериментах с пылью пришлось отказаться от проточной системы и работать без постоянной откачки. Можно предположить, что температура газа выравнивается за счет потоков, интенсивно перемешивающих газ в разрядной камере, и, по крайней мере, делающих невозможным возникновение типичной “диффузионной” картины распределения температуры газа. Сделаем некоторые оценки.

Расход газа – 5 л/мин. Отверстие, через которое подается газ – около 3 мм диаметром. Соответственно, скорость газа вблизи отверстия: $v_{отв} \approx 5000 / (\pi \cdot (0.3/2)^2 \cdot 60) \approx 10^4$ см/с. Визуально на телеэкране пылинки пролетали очень быстро. Возьмем оценочно размер камеры за 10 см, инерционность зрения 1/30 с: $v_{прол} = 10 \cdot 30 = 300$ см/с. Скорость потоков газа в разрядной камере v меньше $v_{отв}$ и больше $v_{прол}$. Оценим по переносу тепла теплопроводность и потоки газа (переносом тепла заряженными и активными частицами будем пренебрегать). Коэффициент теплопроводности [6] $K = u\lambda\rho c_v/3$ есть количество энергии, проходящее через единицу площади за единицу времени при градиенте температуры $(dT/dx)=1$. Здесь u – средняя скорость частиц, λ – длина свободного пробега, ρ – плотность, c_v – удельная теплоемкость. Соответственно через единицу площади проходит мощность: $W_{теплопров} = u\lambda\rho c_v(dT/dx)/3$. За единицу времени поток проходит расстояние $\Delta x = v$, v – скорость потока. Разность температур на этом расстоянии: $\Delta T \approx (dT/dx)\Delta x = (dT/dx)v$. Через единицу площади пройдет за 1 с объем газа v , масса газа – $m = v\rho$, тепловая энергия: $W_{поток} = mc_v\Delta T = v^2\rho c_v(dT/dx)$. Сравним: $W_{теплопров}/W_{поток} = u\lambda/(3v^2)$. В водороде [7] – $u = 1.69 \cdot 10^5$ см/с, $\lambda = 8.41 \cdot 10^{-3}$ см – при 1 Тор, 0 °С (в наших условиях около 300 °С). Даже при минимальном $v = v_{прол} = 300$ см/с: $W_{теплопров}/W_{поток} \approx 0.01 \ll 1$.

Оценим мощность $W_{поток}$, перейдем для этого к молярным теплоемкости и плотности $c_{v,мол} \approx 5 \cdot R = 5 \cdot 8.31$ Дж/(К·моль), $\rho_{мол} \approx 1/(760 \cdot 2.22400) \approx 3 \cdot 10^{-8}$ моль/см³ при 1 Тор и 600 К: $W_{поток} = 0.1(dT/dx)$. Подставим вместо $W_{поток}$ всю мощность, выделяющуюся в разряде, деленную на половину площади его поверхности (т. к. поток выносит тепло в одну сторону, “сквозь” разряд) – $W/S \approx 10/(2\pi R^3/3) \approx 1.5$ Вт/см² (радиус шарика $R \approx 1.5$ см) и оценим отсюда наибольший возможный градиент температур: $(dT/dx)_{max} = 10W_{поток} \approx 15$ К/см. Это у границы разряда, где градиент должен быть наибольшим; выделение мощности идет, видимо, по всему разряду, и внутри него градиенты должны быть меньше. Погрешность измерения температуры больше 15 К.

Остается возможность, что большие градиенты T есть у электрода, где находится яркая пленка, – если там основное выделение тепла. Но непосредственно у пленки – металлический электрод, который эффективно забирает тепло. Для оценки предположим, что в пленке выделяется 1/3 тепловой энергии разряда (из пленки выходит около 1/3 энергии излучения): $(dT/dx)_{max} \approx 3.3W/S_{пл} \approx 90$ К, где $S_{пл}$ – площадь пленки. Таким образом, максимальный градиент не больше 90 К/см. Причем это в малой области вблизи

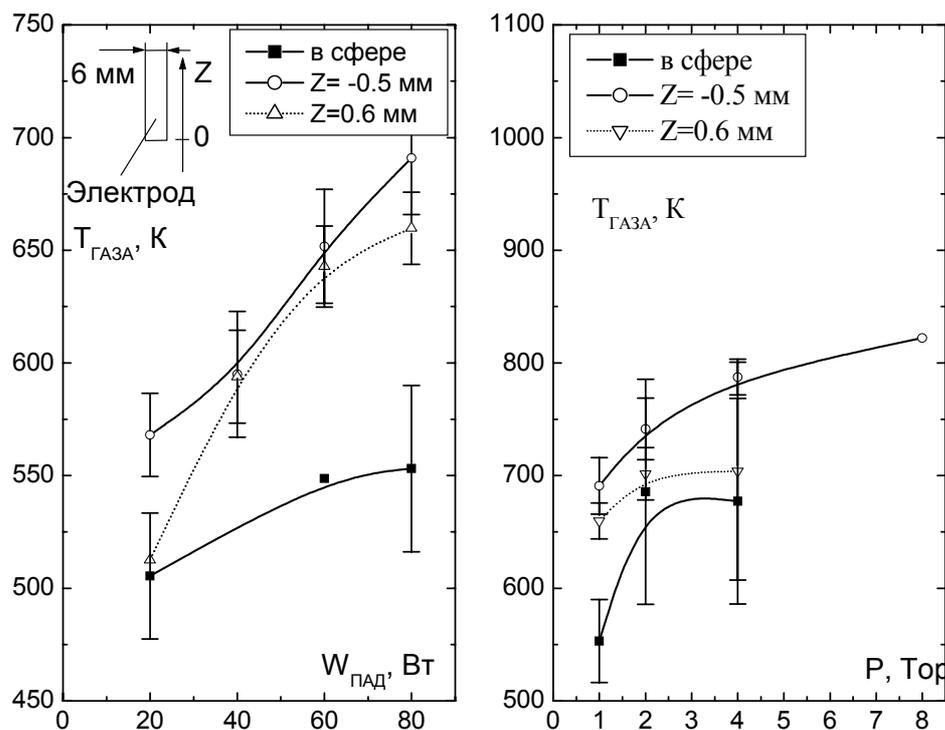


Рис. 1, 2. Зависимости температуры газа от давления при падающей мощности 80 Вт и от падающей мощности при давлении 1 Торр. В сферической области, в тонкой приэлектродной пленке ниже края электрода на 0.5 мм и выше края на 0.6 мм. $\text{H}_2+5\%\text{Ar}$, электрод-трубка $\varnothing 6 \text{ мм}$.

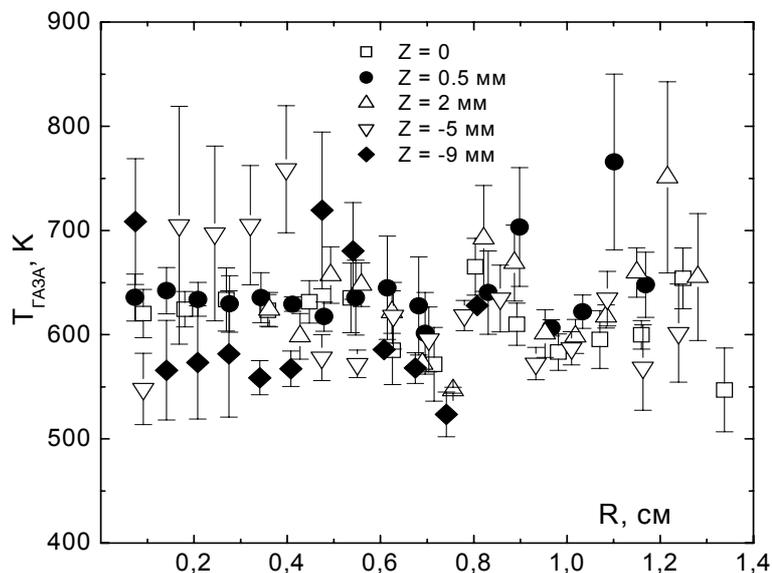


Рис. 3. Радиальное распределение температуры нейтрального газа в водородном разряде при давлении 1 Торр и падающей мощности 90 Вт. Z – положение плоскости, в которой проведено измерение, на оси, параллельной электроду, направленной в сторону генератора. За $Z=0$ принято положение на 1-2 мм ниже края электрода

электрода, толщиной 2-5 мм, то есть сама разница температур $(dT/dx)_{\max}\Delta x$ составляет 20-50 К. Итак, можно считать, что перенос тепла нагретого газа определяется потоками газа, возникающими из-за откачки, и, по крайней мере в области быстрых потоков, распределение температуры газа не может быть заметно неоднородным. Нейтральный газ во всем объеме камеры оказывается почти равномерно нагретым.

При видеосъемке разряда в аргоне при больших давлениях, 20-30 Тор, когда разряд представляет собой плазменные нити, начинающиеся на конце электрода, замечено, что нити довольно быстро (частота кадров 1/25 с не позволяет проследить движение нити) беспорядочно движутся. Этот факт также свидетельствует о большой роли потоков газа, возникающих из-за откачки разрядной камеры. Следует отметить, что наблюдавшиеся, например, в работе [8] плазменные нити в аргоновом разряде при давлении 40-80 Тор двигались гораздо медленней, и, следовательно, такое беспорядочное быстрое движение плазменных нитей в электродном разряде не может быть вызвано процессами в плазме, а является следствием движения потоков газа.

Авторы выражают благодарность В. М. Торчинскому и М. Ю. Пустыльнику за предоставление аппаратуры, помощь и участие в экспериментах с запыленной плазмой.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 02-02-16021).

ЛИТЕРАТУРА

1. Лебедев Ю. А., Мокеев М. В. // *Физика плазмы*. 2001. Т. 27. № 5. С. 443.
2. Lebedev Yu. A., Mokeev M. V., Tatarinov A. V., Epstein I. L. // *Microwave Discharges: Fundamentals and Applications. IV International Workshop. Zvenigorod, Russia. Moscow, Yanus-K 2001. P. 187.*
3. Zhou Qing, Otorbaev D. K., Brussaard G. J. H., Sanden M. C. M. Van de, Schram D. C. // *J. Appl. Phys.* 1996. V. 80. №. 3. P. 1312.
4. Lang N., Kalatchev M., Käning M., Lavrov B. P., Röpcke J. // *Frontiers in Low Temperature Plasma Diagnostics III. Plasma Diagnostics III. Saillon, Switzerland. 1999.*
5. Молотков В. И., Нефедов А. П., Пустыльник М. Ю., Торчинский В. М., Фортков В. Е., Храпак А. Г., Ёшино К. (Yoshino K.) // *Письма в ЖЭТФ*. 2000. Т. 71. Вып. 3. С. 152-156.
6. Яворский Б. М., Детлаф А. А. // *Справочник по физике*. М.: Наука. 1974.
7. Райзер Ю. П. // *Физика газового разряда*. М.: Наука, 1987.
8. Räu chle E. // *J. Phys. IV France. 1998. Vol. 8. Pr7-99. Microwave Discharges: Fundamentals and Applications. III International Workshop. Abbaye Royale de Fontevraud, France. 1997.*