

за Ван-дер-Ваальса приводит к качественно неверным результатам и их нельзя использовать даже для оценок.

Работа частично финансируется Российским Фондом фундаментальных исследований, проект № 93-02-17349.

### Список литературы

- [1] Фортвов В.Е. Модели уравнений состояния вещества. Препринт ОИХФ. Черногловка, 1979.
- [2] Фортвов В.Е., Якубов И.Т. Физика неидеальной плазмы. Препринт ОИХФ. Черногловка, 1984.
- [3] Калиткин Н.Н., Кузьмина Л.В. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. № 5. С. 858–868.
- [4] Колгатин С.Н., Хачатурьянц А.В. // ТВТ. 1982. Т. 20. № 3. С. 447–451.
- [5] Хоскин Н.Э. // Вычислительные методы в гидродинамике / Под ред. Б.Олдера, С.Фернбаха, М.Ротенберга. М., 1967. 384 с.

Институт электрофизики  
Екатеринбург

Поступило в Редакцию  
1 декабря 1992 г.

04  
© 1993 г.

Журнал технической физики, т. 63, в. 10, 1993

## ОПТИМИЗАЦИЯ ПЛАЗМЕННОЙ ГОРЕЛКИ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

*С.М.Перминов, В.Н.Перминова, А.В.Шаханов*

Одним из интенсивно развивающихся направлений в технологии кварцевого стекла является плазмохимический синтез диоксида кремния из высокочистых хлоридов. В частности, применение плазмохимических методов привело к созданию нового поколения световодов на основе фтор-силикатных стекол. В ряде методов синтез ведут в плазменной горелке. При этом синтезированный диоксид кремния выносится из горелки плазменной струей и направляется на обтекаемую струей форму.

Плазменная горелка представляет собой отрезок кварцевой трубы, проходящей через ВЧ индуктор или СВЧ волновод<sup>[1,2]</sup>. В трубку через сопло 1 (рис. 1,а) подают закрученный поток газа. В таком потоке плазменный разряд, возбуждаемый электромагнитным полем, локализован в приосевой области кварцевой трубы и отделен от ее стенок слоем непрогретого газа, что обеспечивает чистые условия плазмохимического синтеза.

Наибольшая эффективность преобразования исходных реагентов в конечный продукт синтеза получается при подаче реагентов через осевое сопло 2 (рис. 1,б). Однако конструкция, представленная на рис. 1,б, не жизнеспособна, так как возникающие между срезом сопел и плазмой рециркуляционные вихри (рис. 2,а) возвращают часть синтезированного в плазме диоксида кремния назад, происходит засорение сопел, что ведет к потере устойчивости плазменного факела и деградации горелки.

Один из вариантов конструкции плазменных горелок, используемых на практике, показан на рис. 1,в. Вводя экранирующий поток инертного газа через дополнительное кольцевое сопло 3, добиваются разнесения

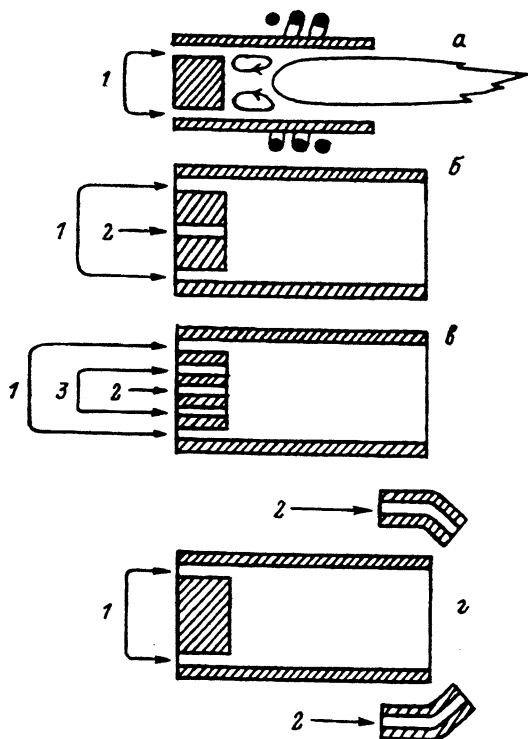


Рис. 1. Конструкции плазменных горелок.

*a* — схема простейшей плазменной горелки, *б-г* — различные варианты подачи реагентов в плазму.

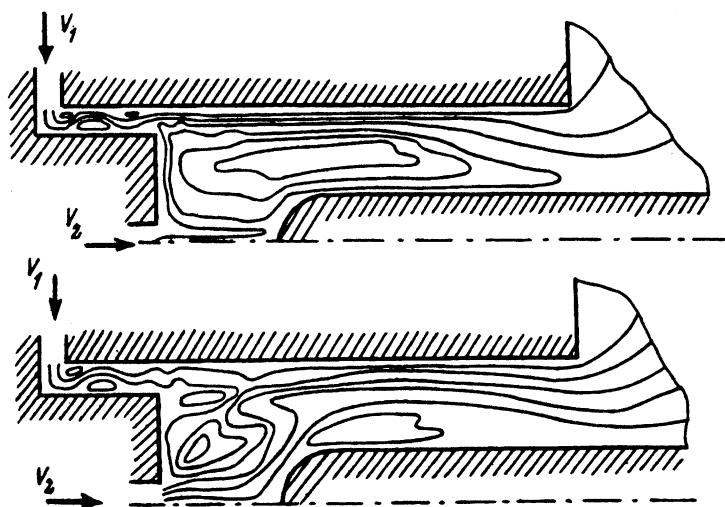


Рис. 2. Процессы вихреобразования в плазменной горелке.

зоны рециркуляции и зоны синтеза продукта, что ведет к снижению скорости зарастания сопел. Численный расчет характеристик такой конструкции приведен в [3].

Ввиду сложности технической реализации и обслуживания конструкции 1, в часто реагенты в факел вспыскивают вне горелки, идя на значительное снижение эффективности использования реагентов и энергии, вкладываемой в плазму (рис. 1,2).

Использование СВЧ возбуждения разряда в плазменных горелках позволило реализовать технологический процесс плазмохимического синтеза фтор-силикатных стекол для исследовательских целей при пониженных мощностях и расходах плазмообразующих газов [4,5]. В связи с этим возникла задача миниатюаризации плазменных горелок и упрощения их конструкции без потери эффективности использования сырья и энергии.

Детальное изучение течения газа в горелках различной формы на основе использованного авторами метода моделирования позволило создать в горелке безвихревое течение, не вводя в горелку дополнительных защитных потоков, а лишь за счет подбора профиля внешней трубы. Используемый метод позволяет моделировать нестационарные течения в областях произвольной формы и связности и поэтому применим для изучения аэрогидродинамических процессов в горелках произвольной формы.

В качестве математической модели используется система уравнений гидродинамики, включающая в себя нестационарные уравнения Навье-Стокса, записанные в естественных переменных, и уравнение неразрывности.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (u \nabla) u = -\nabla P + \frac{1}{\text{Re}} \Delta u,$$
$$\text{div } u = 0. \quad (1)$$

Здесь  $t$  — время;  $u = (u_1, u_2, u_3)$  — скорость газа;  $P$  — давление;  $\text{Re} = (u_0 L_0)/\nu$  — число Рейнольдса;  $L_0, u_0$  — характерные масштаб горелки и скорость потоков;  $\nu$  — кинематическая вязкость. Уравнения (1) записаны в безразмерном виде. Возможность использования уравнения неразрывности в форме (1) следует из того, что скорости потоков в горелке не превышают  $1/3$  скорости звука. При таких скоростях возникающие в поле обтекания изменения плотности и температуры воздуха относительно малы, и поэтому можно считать газ несжимаемым. Такой подход верен вне зоны плазмообразования, где и проводились исследования.

Сложность геометрической формы приводит к необходимости использования при построении разностных схем криволинейной системы координат. Для построения расчетных сеток использовался метод Томпсона [5]. Этот метод позволяет строить двух- и трехмерные расчетные сетки произвольной связности со сгущением узлов в предполагаемых местах больших градиентов решения.

При проведении расчетов использовались два различных метода решения системы уравнений гидродинамики: метод расщепления по физическим переменным и метод параболической  $\epsilon$ -регуляризации уравнения неразрывности. Результаты расчетов обоими методами оказались очень близки.

Расчетные уравнения в схеме расщепления выглядят следующим образом [6,7]. Обозначим через  $f^n$  значение функции на  $n$ -м временном

шаге. Тогда для нахождения  $u^{n+1}$ ,  $P^{n+1}$  используется трехэтапная схема

$$\begin{aligned}\frac{\hat{u} - u^n}{\tau} &= \frac{1}{\text{Re}} \Delta u^n - (u^n \nabla) u^n, \\ \Delta P^{n+1} &= \frac{\text{div } \hat{u}}{\tau}, \\ \frac{u^{n+1} - \hat{u}}{\tau} &= -\nabla(P^{n+1}).\end{aligned}\quad (2)$$

На первом этапе перенос осуществляется только за счет конвекции и сил вязкости. Полученное промежуточное поле скоростей  $\hat{u}$  — предиктор подправляется на третьем этапе за счет градиента давления. При постановке граничных условий для давления использовался хорошо известный метод исключения [7]. Отметим, что при решении уравнений (2) основную сложность представляет решение разностного аналога уравнения Пуассона. Эффективность используемых авторами прикладных программ достигнута благодаря применению метода разложения Холецкого (LDU-разложение) [4] и метода сопряженных градиентов. В данной работе разложение Холецкого использовалось в двумерной постановке. В трехмерной постановке применялся метод сопряженных градиентов (ICCG) для решения уравнения Пуассона с предварительным использованием метода ILU-разложения [8,9]. Для аппроксимации конвективного слагаемого использовались схемы [5].

В методе параболической  $\varepsilon$ -регуляризации [10] основные расчетные уравнения в разностном виде имеют вид

$$\begin{aligned}Bu_t + (u^n \nabla) u^n - \frac{1}{\text{Re}} \Delta u^{n+1} + \nabla P^{n+1} &= 0, \\ \beta \tau A P_t + \text{div } u^{n+1} &= 0,\end{aligned}\quad (3)$$

где  $B = B^* > 0$ ,  $A = A^* > 0$  — итерационные операторы;  $B \simeq E$ ;  $\beta$  — итерационный параметр;  $\beta \tau = \varepsilon \ll 1$ ;  $u_t = (u^{n+1} - u^n)/\tau$ ;  $P_t = (P^{n+1} - P^n)/\tau$ .

Система уравнений (3) задает целое семейство схем. Конкретный вид схемы определяется выбором операторов  $B$  и  $A$ . Нами использовались операторы

$$B = E + \frac{\tau^2}{\text{Re}^2} R_1 R_2 + \frac{\tau}{\beta} \nabla A^{-1} \text{div},$$

$$A = (E + \omega A_1)(E + \omega A_2),$$

$$-\Delta = R_1 + R_2, \quad -\text{div grad} = A_1 + A_2,$$

где  $R_1 = R_2^* > 0$ ,  $A_1 = A_2^* > 0$ ,  $R_1, R_2, A_1, A_2$  — треугольные матрицы.

Для решения полученных уравнений достаточно одной итерации попеременно-треугольного метода. Схемы регуляризации не требуют постановки условий для давления на границе области и, кроме того, являются чрезвычайно быстрыми в смысле количества арифметических операций на каждом шаге по времени.

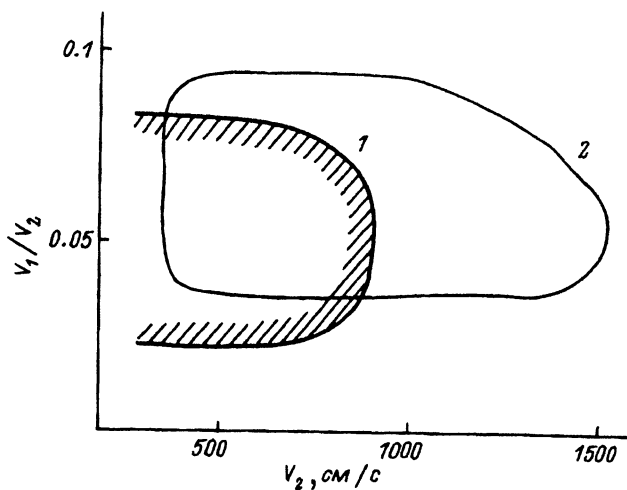


Рис. 3. Зона безвихревого течения в плазменной горелке простейшей конструкции.  $V_1, V_2$  — скорости потоков газа соответственно через кольцевое и центральное сопла; 1 — численный эксперимент, 2 — натуральный эксперимент.

Двумерная постановка задачи использовалась для первоначального изучения вариантов конструкции, а трехмерная для окончательной проверки выбранной конструкции.

Существенную сложность представляет моделирование плазменного факела, находящегося в центре горелки (рис. 1). Авторами использована модель обтекания, в которой на основании значительного понижения плотности газа внутри плазмы считают последнюю непроницаемой и моделируют ее как твердое тело, обтекаемое потоком газа с условием проскальзывания скорости на границе факела. В рамках данной задачи сделано и другое упрощение — плазму считали изотермической. Форма и размер тела, имитирующего факел, подбирались по результатам диагностики плазменного факела [4]. Более детальное моделирование плазменного факела было бы излишним усложнением поставленной задачи, так как уточнение картины течения газа в факеле качественно не повлияло бы на образование вихрей в пространстве между факелом и соплами. Однако само существование решаемой проблемы связано именно с плазмой: в неплазменных горелках нет необходимости закручивать поток для стабилизации плазмы, и рассмотренные рециркуляционные процессы там не возникают.

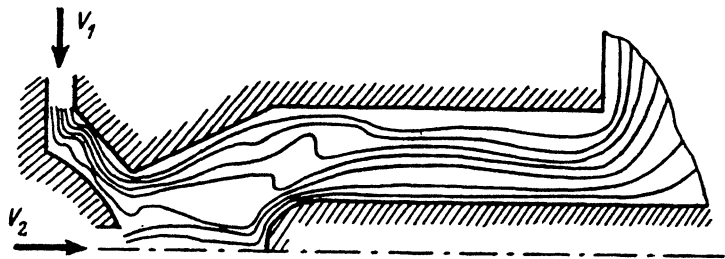


Рис. 4. Безвихревое течение газов в горелке оптимизированной формы.

На первом этапе моделирования были воспроизведены характерные вихревые структуры, наблюдаемые в плазменной горелке простейшей конструкции (рис. 2). Расчеты проводились для горелок диаметром 10 мм, длиной 50 мм и характерных для технологического процесса расходов газов: 5–10 л/мин через кольцевое сопло, 0.5–2 л/мин через центральное сопло. В результате расчетов была найдена зона безвихревого течения в такой горелке (рис. 3), однако она расположена в области малых скоростей потоков, не обеспечивающих устойчивость плазменного факела. На рис. 3 также показаны результаты визуального наблюдения вихрей в горелке той же геометрии с помощью дымовых струй.

На дальнейших этапах моделирования пришлось пойти на постепенное усложнение геометрии горелки, сохраняя первоначальные габариты и расходы газов. Всего рассмотрено 16 промежуточных вариантов.

В результате получена форма горелки, в которой взаимодействие потоков газа из основного и кольцевых сопел приводит к практически безвихревому течению во всем рассматриваемом диапазоне расходов газов (рис. 4). Показано, что при сохранении первоначальных габаритов горелки эффективное подавление рециркуляционных вихрей происходит в случае, когда диаметр узкого участка горелки лежит в пределах 3–5 мм, а протяженность суженной части горелки не менее 20 мм.

Плазменная горелка такой конструкции создана в ИОФАН и продемонстрировала высокую эффективность и длительную устойчивую работу.

#### Список литературы

- [1] *Hunlich Th., Bauch H., Kersten R.Th., Paquet V.* // J. Opt. Commun. 1987. Vol. 8. N 4. P. 122–129.
- [2] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 590 с.
- [3] *Бирюков А.С., Голант К.М., Дианов Е.М. и др.* // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. Вып. 5. С. 80–84.
- [4] *Васильев С.А., Голант К.М., Дианов Е.М. и др.* Препринт ИОФАН. № 34. М., 1991. 27 с.
- [5] *Thompson J.F., Warsi Z.U.A.* Numerical Grid Generation Foundation and Application. Amsterdam: North Holland, 1985. 551 p.
- [6] *Толстых А.И.* // Журн. вычисл. матем. и мат. физики. 1981. Т. 21. № 2. С. 339–354.
- [7] *Белоцерковский О.М.* Численное моделирование в механике сплошных сред. М.: Наука, 1984. 550 с.
- [8] *Джордж А., Лю Дж.* Численное решение больших разреженных систем уравнений. М.: Мир, 1984. 333 с.
- [9] *Kerzaw D.S.* // J. Comput. Phys. 1978. Vol. 26. N 1. P. 43–65.
- [10] *Кобельков Г.М.* // Вестник Московского университета. Вычисл. матем. и кибернетика. 1980. № 1. С. 15–22.

Институт машиноведения  
им.А.А.Благонравова  
Москва

Поступило в Редакцию  
14 апреля 1992 г.  
В окончательной редакции  
2 февраля 1993 г.