

ИЗВЕСТИЯ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

СЕРИЯ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

Год основания журнала 1957 Год основания серии 1963	Периодичность журнала 18 номеров в год Периодичность серии 3 выпуска в год	№ 16 (391) Вып. 3	Октябрь 1984
--	---	----------------------	-----------------

СОДЕРЖАНИЕ

ТЕРМОДИНАМИКА И ТЕПЛОБМЕН

- Т. П. Рыжкова, Л. Н. Рыжков. Математические аспекты теории дифракции в приложении к переносу теплового излучения 3

ПРИКЛАДНАЯ ГАЗО- И РЕОДИНАМИКА

- В. Г. Дулов, М. С. Резников, А. И. Рудаков. Интегральный подход к определению асимптотики сверхзвукового обтекания 9
В. Ф. Чиркашенко, Ю. И. Юдинцев. Параметры ударных волн от тел вращения в однородной атмосфере 16
В. М. Коваленко, П. М. Бычков, Г. А. Кисель, Н. Д. Диковская. Обтекание вращающегося и неподвижного кругового цилиндра вблизи плоского экрана. Сообщение 3 22
Г. Е. Стуров. О влиянии закрутки потока на процессы турбулентного переноса 32
В. В. Козлов, М. П. Рамазанов. Возникновение и развитие возмущений в оторвавшемся течении Пуазейля за уступом 34
А. Б. Гаряев, Х. Краузе, В. П. Мотулевич, Э. Д. Сергиевский, Б. Ханел. Расчет трехмерного поля скоростей ламинарной свободной струи, вытекающей из прямоугольного сопла 39

ГАЗОРАЗРЯДНАЯ ПЛАЗМА

- Ю. И. Туманов. Плазмохимические процессы и реакторы. Обзор 43
Г. В. Лысов. Сверхвысокочастотные плазмотроны. Основные достижения. Обзор 59
А. Ф. Александров, И. Б. Тимофеев. Плазмодинамические методы формирования мощных световых импульсов 65
Ж. Ж. Жесибаяев. Исследование и применение одноканального и двухструйного плазмотронов 76
Н. В. Пашацкий, А. Н. Гончаров. Исследование вольт-амперной характеристики плазмотрона переменного тока с графитовыми электродами 83
В. Д. Дараган, А. Ю. Котов, С. В. Кривко-Красько, А. В. Пустогаров. Исследование нестационарных температурных полей при пористом охлаждении 87
В. А. Близинок, А. Н. Григорьев, В. Б. Калачев, А. Я. Лыткин, В. Г. Осипцев, И. А. Таборко. Исследование термохимических катодов с активной вставкой из цирконий-гафниевых сплавов 91
Д. К. Оторбаев, В. Н. Очкин, С. Ю. Савинов, Н. Н. Соболев. Измерение температуры газа в неравновесной плазме по контурам спектральных линий 97
А. И. Янковский. Расчет радиуса ядра закрученного течения и падения крутки по длине канала 105

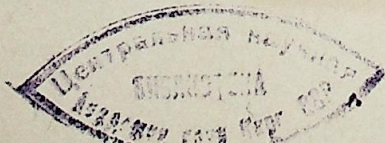
ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ НАНЕСЕНИЯ ПОКРЫТИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ И НОВЫЕ МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

- А. Ф. Пузряков, С. А. Левитин, Г. А. Лазаренко, А. Н. Косолапов. Механизация и автоматизация процесса плазменного напыления с помощью манипуляторов 110

МОДЕЛИ ТЕПЛО- И МАССООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ И ВОПРОСЫ УПРАВЛЕНИЯ

- Н. Н. Рено, В. Б. Покровский, И. Н. Терюшов, Ю. А. Куликов. Математическое моделирование процесса конденсации смесей углеводородов как объекта автоматического управления 119
О. Г. Куделин, О. Н. Лебедев, С. Н. Рудин. Анализ вихревого движения воздушного заряда в цилиндре ДВС 130
В. Ф. Гордеев, А. В. Пустогаров, Я. Р. Кучеров, Г. М. Кудинов, В. А. Сухинин. Действие электрического тока на ориентацию структуры металлов при рекристаллизации 137

© Издательство «Наука»
«Известия Сибирского отделения
АН СССР», 1984 г.



ИЗВЕСТИЯ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

Главный редактор журнала чл.-кор. АН СССР *М. Ф. Жуков*

Заместитель главного редактора чл.-кор. АН СССР *В. Г. Дулов*

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ СЕРИИ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК:

Ответственный редактор чл.-кор. АН СССР *М. Ф. Жуков*

Канд. техн. наук *А. С. Аншаков*, чл.-кор. АН СССР *О. Ф. Васильев*, д-р техн. наук *Э. П. Волчков* (ответственный секретарь серии), д-р техн. наук *Д. Н. Горелов*, д-р техн. наук *Б. Н. Девятов*, чл.-кор. АН СССР *В. Г. Дулов*, д-р техн. наук *О. П. Лебедев*, д-р физ.-мат. наук *В. И. Меркулов*, чл.-кор. АН СССР *В. Е. Накоряков*, чл.-кор. АН СССР *В. Е. Папин*, д-р техн. наук *Н. А. Рубцов* (зам. ответственного редактора), канд. физ.-мат. наук *О. П. Солоненко*, д-р физ.-мат. наук *О. В. Соснин*, канд. физ.-мат. наук *А. М. Ставер*, д-р техн. наук *Б. А. Урюков*, д-р физ.-мат. наук *В. С. Энгельшт.*

Адрес редакции: 630099, Новосибирск, 99, Советская, 18, комп. 331, тел. 22-00-44.

Редакторы *Р. П. Ефимова*, *П. Н. Стригул*
Художественный редактор *В. И. Шумаков*
Технический редактор *Л. П. Минсва*
Корректоры *Н. Н. Крохотина*, *В. Я. Плотников*

Сдано в набор 05.07.84. Подписано к печати 19.10.84. МН-02076. Формат 70×108^{1/16}. Высокая печать. Усл. печ. л. 12,6. Усл. кр.-отг. 13. Уч.-изд. л. 14. Тираж 1462 экз. Заказ № 287.

Издательство «Наука». Сибирское отделение. 630099, Новосибирск, 99, Советская, 18.
4-я типография издательства «Наука». 630077, Новосибирск, 77, Станиславского, 25.

Т. П. РЫЖКОВА, Л. Н. РЫЖКОВ

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ
В ПРИЛОЖЕНИИ К ПЕРЕНОСУ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Большинство расчетов теплообмена излучением с учетом рассеяния и его анизотропии проводятся с использованием свойств частиц, получаемых в соответствии с теорией мутной среды [1—8].

Наиболее полное и строгое решение задачи дифракции, составляющее основу этой теории, было получено Г. Ми в 1908 г. на базе решения уравнений Максвелла. В настоящее время это практически единственная задача для выпуклого тела, которая решена аналитически полностью и со всей общностью [8, 9].

Поэтому столь значительного успеха достигла школа, базирующаяся непосредственно на строгом решении Г. Ми [1—5, 8]. В теплофизике решение использовалось для получения радиационных характеристик пламен, золы, сажи, огнеупоров, конденсаторов и компаундов [1—3, 6]; для расчетов теплообмена излучением [3—5, 7] при условии выполнения в излучающем объеме граничных условий и допущений [1, 2, 6, 8].

Основных допущений и ограничений три: падающая волна принимается плоской; решение находится для отдельной частицы, а совокупность частиц рассматривается как аддитивная сумма отдельных частиц; электромагнитное излучение рассматривается в монохроматическом, гармоническом приближении.

Задача настоящей работы — расширение границ применимости аналитического решения дифракции Ми для теплофизических задач, включая концентрационные границы, путем его математического обобщения на более сложные граничные задачи. В основу нашего исследования положен учет сферичности электромагнитной (ЭМ) волны и ее дискретности.

Влияние сферичности и дискретности волны на свойства объемов [4, 5] нами не рассматривается. Наша работа ограничивается анализом непосредственного влияния названных факторов на дифракционные свойства частиц. Не останавливаемся мы и на вопросах, связанных с развитием приближенных методов [9—11].

СФЕРИЧЕСКАЯ ВОЛНА

С математической точки зрения решение Г. Ми является решением уравнения Гельмгольца в объеме для потенциалов Хевисайда (Дебая, Фока [11]) ru^i в криволинейных координатах:

$$\frac{\partial^2 (ru^i)}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial (ru^i)}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \cdot \frac{\partial^2 (ru^i)}{\partial \varphi^2} + k^2 ru^i = 0. \quad (1)$$

Уравнение решается методом Фурье для плоской волны, падающей на сферическую границу $r = a$ раздела двух сред k_1 и k_2 (m_1 и m_2). Решение находится в форме разложения по собственным функциям (для плоской волны — это известное разложение Релея [1, 2, 8]).

Получим общее решение уравнений (1) в форме [12]

$$U_m^i = ru_m^i = \sum_n R_{n,m}^i(r) \cdot Y_{n,m}^i(\theta, \varphi). \quad (2)$$

Для сферической волны воспользуемся теоремой сложения функций $L_\nu(kR)$ Бесселя в общем виде (теорема Гегенбауэра) [13]:

$$\frac{L_\nu(kR)}{R^\nu} = 2^\nu \cdot k^{-\nu} \cdot \Gamma(\nu) \cdot \sum_{n=0}^{\infty} (n+\nu) \frac{J_{n+\nu}(kr_0)}{r_0^\nu} \cdot \frac{L_{\nu+n}(kr)}{r^\nu} \cdot C_n^\nu(\theta), \quad (3)$$

где $r > r_0$, $\psi < \frac{\pi}{2}$, $R = \sqrt{r_0^2 + r^2 - 2rr_0 \cos \theta}$ (рис. 1), $C_n^\nu(\theta)$ — гипер-

сферические полиномы, k — комплексное волновое число.

Источник помещен в точку $\theta = 0$, $r_0 = d$ сферической системы координат r, θ, φ частицы. Для $\nu = 1/2$ будем иметь [8, 13]:

$$\frac{H_{1/2}^{(2)}(kR)}{R^{1/2}} = \frac{\exp(-ikR)}{R} = -ik \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \frac{\psi_n(kr)}{kr} \cdot \frac{\zeta_n(kd)}{kd} \cdot P_n(\cos \theta), \quad (4)$$

где $\psi_n(kr)$ и $\zeta_n(kd)$ — сферические функции Бесселя в обозначениях Дебая.

Будем искать решение уравнений (1) в форме (2) для сферической волны. Запишем электрический u' и магнитный v' потенциалы Хевисайда по формуле (4) для падающей волны ($d > r$):

$$u'_0 = \alpha' \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \cdot \frac{\psi_n(kr)}{kr} \cdot \frac{\zeta_n(kd)}{kd} \cdot P'_n(\cos \theta), \quad (5)$$

$$v'_0 = \beta' \sin \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \cdot \frac{\psi_n(kr)}{kr} \cdot \frac{\zeta_n(kd)}{kd} \cdot P'_n(\cos \theta).$$

При этом мы учли, что

$$Y_n^m(\theta, \varphi) = P_n^m(\cos \theta) \begin{cases} \cos m\varphi; \\ \sin m\varphi; \end{cases} \quad P'_0(\cos \theta) = 0; \quad (6)$$

$P_n^{-1}(\cos \theta) = -\frac{1}{n(n+1)} P'_n(\cos \theta)$, где P'_n — присоединенные функции Лежандра.

Для рассеянной волны вместо функций $\psi_n(x)$, конечных в $r=0$, нужно выбрать в соответствии с принципом излучения сферическую функцию $\zeta_n(x)$, дающую расходящуюся сферическую волну:

$$u'_p = \alpha' \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \cdot M_n^i \cdot \frac{\zeta_n(kr)}{kr} \cdot P'_n(\cos \theta), \quad (7)$$

$$v'_p = \beta' \sin \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \cdot N_n^i \cdot \frac{\zeta_n(kr)}{kr} \cdot P'_n(\cos \theta).$$

Для внутренней волны сохранится симметрия падающей:

$$u'_b = \alpha' \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \cdot P_n^i \cdot \frac{\psi_n(k_2 r)}{k_2 r} \cdot P'_n(\cos \theta), \quad (8)$$

$$v'_b = \beta' \sin \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \cdot Q_n^i \cdot \frac{\psi_n(k_2 r)}{k_2 r} \cdot P'_n(\cos \theta).$$

Неизвестные коэффициенты $M_n^i, N_n^i, P_n^i, Q_n^i$ получим, сопрягая граничные условия на поверхности сферы $r=a$. Граничные условия для потенциалов вытекают из требования непрерывности тангенциальных составляющих полей $E_\theta, E_\varphi, H_\theta, H_\varphi$ на поверхности сферы:

$$\frac{k_1^2}{\mu_1} (ru_0^i + ru_p^i) = \frac{k_2^2}{\mu_2} ru_b^i; \quad \mu_1 (v_0^i + v_p^i) = \mu_2 v_b^i; \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (ru_0^i + ru_p^i) = \frac{\partial}{\partial r} (ru_b^i); \quad \frac{\partial}{\partial r} (rv_0^i + rv_p^i) = \frac{\partial}{\partial r} (rv_b^i).$$

В результате решения системы четырех уравнений с четырьмя неизвестными получим коэффициенты, аналогичные выражениям Г. Ми для амплитуд парциальных волн a_n и b_n :

$$M_n^0 = \frac{\zeta_n(kd) [\psi_n(ka) \psi'_n(mka) - m\psi_n(mka) \psi'_n(ka)]}{kd [\zeta_n(ka) \psi'_n(mka) - m\psi_n(mka) \zeta'_n(ka)]}; \quad (10)$$

$$N_n^0 = \frac{\zeta_n(kd) [\psi_n(ka) \psi'_n(mka) \cdot m - \psi_n(mka) \psi'_n(ka)]}{kd [\zeta_n(ka) \psi'_n(mka) \cdot m - \psi_n(mka) \zeta'_n(ka)]}.$$

Полученные обобщенные коэффициенты отличаются дополнительным множителем от соответствующих формул Ми. Этот множитель, который мы обозначим g_n^i (в общем случае $g_n^{i0} \neq g_n^{im}$), выражает новую для теории мутной среды связь: он определяет зависимость коэффициента рассеяния и индикатриссы рассеяния от расстояния между частицами, когда источником излученного или вторично рассеянного излучения является частица, дающая сферическую волну.

Таким образом, нами найдена концентрационная зависимость радиационных характеристик рассеивающих частиц. По ней может быть рассчитана концентрационная граница решения Ми для каждого конкретного материала и размера излучающей частицы.

Сравнив с коэффициентом Ми a_n и b_n , получим

$$M_n^i = g_n^{i0} \cdot a_n, \quad N_n^i = g_n^{im} \cdot b_n, \quad (11)$$

где ε, m — индексы: электрический, магнитный; i — индекс приближения: $i=0, I, II, III, IV$ и т. д.

При дальнейшем увеличении концентрации излучающих частиц, т. е. при их сближении, а также при увеличении размеров частиц необходимо учитывать неоднородность оптического пути:

$$u''_0 = \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \cdot \frac{\psi_n(kr)}{kr} \cdot \sum_{\nu=-\infty}^{\nu=+\infty} \frac{\zeta'_{\nu-n}(kh)}{k} \cdot J_\nu(k_2 a) \cdot P'_n(\theta). \quad (12)$$

Использование другой формы разложения приведет к усложнению g_n^i :

$$g_n'' = \exp(ikd) \cdot \sum_{\nu=-\infty}^{\nu=+\infty} \zeta'_{\nu-n}(kd - ka) \cdot J_\nu(k_2 a), \quad (13)$$

$$g_n''' = \exp(ikd) \cdot \sum_{\nu=-\infty}^{\nu=+\infty} \zeta'_{\nu-n}(k_2 a) \cdot J_\nu(kd - ka), \quad (14)$$

где h — расстояние до поверхности частиц ($h = d - a$).

Дальнейший ход решения связан с восстановлением полей E и H по скалярным потенциалам u и v и интегрированием вектора Умова — Нойтингга по контуру вокруг частицы для получения сечений рассеяния σ_p , поглощения σ_n и ослабления $\sigma_{осл}$, а также индикатриссы рассеяния:

$$\sigma_p^i = \frac{2S^i}{q^i \rho^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \{ |M_n^i|^2 + |N_n^i|^2 \}; \quad (15)$$

$$\frac{d\sigma_p}{d\Omega} = \frac{4S^i}{q^i \rho^2} (|c_1|^2 \cos^2 \varphi + |c_2|^2 \sin^2 \varphi); \quad (16)$$

$$c_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \{ M_n^i \pi_n^i(\cos \theta) + N_n^i \tau_n^i(\cos \theta) \}; \quad (17)$$

$$c_2 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \{ M_n^i \tau_n^i(\cos \theta) + N_n^i \pi_n^i(\cos \theta) \},$$

где $\pi_n^i(\cos \theta) = \frac{1}{\sin \theta} \cdot P'_n(\cos \theta)$; $\tau_n^i(\cos \theta) = \frac{d}{d\theta} P'_n(\cos \theta)$;

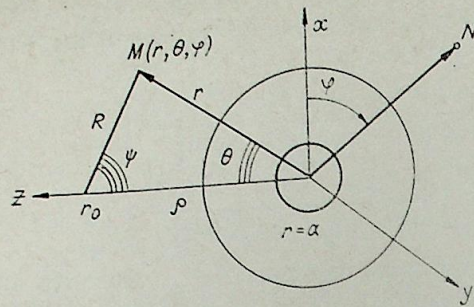


Рис. 1. Теорема сложения бesselовых функций.

S^i — параметр приведения сечения частиц; $S' = 1 - \frac{\rho}{\rho'}$; ρ — относительный размер частицы $\rho \frac{2\pi a}{\lambda}$; ρ' — относительное расстояние между частицами; q' — параметр близости частиц, $q' = 1$.

Как видно из формул (10)–(17), нами получено решение, по форме соответствующее решению Ми и отличающееся от известных ранее формул обобщенными амплитудными коэффициентами, учитывающими сферичность волн и ее влияние на картину дифракции частицы. На рис. 2 показано влияние расстояния на коэффициент рассеяния частиц с различными размерами и оптическими свойствами, задаваемыми комплексным показателем преломления.

Таким образом, излучательные и рассеивающие свойства частиц могут существенно зависеть от концентрации частиц в объеме, т. е. от расстояния между излучающими или рассеивающими частицами. При этом решение Ми, определяемое как область независимости свойств частиц от концентрации, будет частным случаем полученного общего решения при $d \rightarrow \infty$.

ИМПУЛЬСНАЯ ВОЛНА

Переход от уравнений Максвелла к уравнениям Гельмгольца [12] для потенциалов Хевисайда связан с предположением о наличии гармонической монохроматической падающей волны. Для дискретного теплового излучения правомерность применения уравнения Гельмгольца различна для конкретных частиц и конкретного излучения и зависит от длительности импульса и размеров частиц. Обычно вследствие достаточной длительности отдельного акта испускаемого теплового излучения пренебрегают его дискретностью и принимают допущение о монохроматичности и гармоническом характере излучения отдельного кванта.

Для количественной оценки этого допущения разложим в ряд Фурье систему отдельных импульсов излучения, выразив их в виде элементарных функций амплитуды (ЭФА):

$$E(H) = A(z) \cdot A(t) \cdot \exp(i\omega_0 t) \cdot \exp(-ikz),$$

$$A(t) = \begin{cases} E_0, & 0 \leq t \leq \gamma T, \\ 0, & \gamma T < t < T, \end{cases} \quad A(z) = \begin{cases} E_0, & 0 \leq z \leq \gamma Z, \\ 0, & \gamma Z < z < Z, \end{cases} \quad (18)$$

где γ — коэффициент, обратный скважности импульса; ω , λ — частота и длина волны излучения соответственно, T — период повторяемости импульса. В предположении регулярной повторяемости импульса $A(t) =$

$= A(t + kT)$ получим разложение элементарной функции амплитуды в ряд Фурье:

$$A(t) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \frac{2E_0}{i(\omega - n\omega_0)T} \exp[i(\omega - n\omega_0)t_n] \exp(i\omega_n t). \quad (19)$$

Итак, для каждого импульса излучения кроме основной частоты появляются дополнительные частоты, определяемые его спектром, количество и вклад которых зависят от длительности импульса и его повторяемости. Каждая составляющая спектра может рассматриваться нами как независимое решение уравнения Гельмгольца. Поэтому, записав общую форму решения как суперпозицию независимых гармоник, получим

$$\tilde{\sigma}_p^i = \sum_{p=1}^p S_p(\omega) A_p^i \sum_{n=0}^{\infty} |g_n^{p,i} a_n^p|^2 + |g_n^{p,i} b_n^p|^2, \quad (20)$$

где $S_p(\omega)$ — взвешивающий коэффициент, определяемый спектром разложения импульса; A_p^i — коэффициент мультипольности каждой частоты.

Следовательно, результат влияния дискретности излучения может быть представлен как дополнительная функция рассеяния и поглощения, определяемая спектром разложения импульса:

$$\tilde{\sigma}_p = \sigma_p^0 + \sigma_p^{\Sigma\omega}; \quad \tilde{\sigma}_n = \sigma_n^0 + \sigma_n^{\Sigma\omega}, \quad (21)$$

где добавочные члены зависят от факторов, определяющих относительную длительность импульса и его повторяемость. Таким образом, возникает дополнительная зависимость радиационных характеристик излучающих частиц от температуры, т. е. зависимость от температуры каждой монохроматической составляющей сложного излучения. Однако эта зависимость нуждается в дополнительном теоретическом и экспериментальном исследовании.

ВЫВОДЫ

1. Учет дискретности излучения приводит к тому, что сечения поглощения и рассеяния частиц должны вычисляться не для одной длины волны, а для системы длин волн со взвешивающими коэффициентами, определяемыми спектральным разложением каждого сигнала.

2. Учет сферичности излучения приводит к появлению зависимости радиационных характеристик частиц от расстояния между ними при больших концентрациях, в остальной же области концентрации остается справедливой теория Г. Ми.

3. При изучении зависимости коэффициентов рассеяния частиц от концентрации выделяются три области, каждая из которых соответствует определенной форме решения, причем с изменением расстояния между частицами одна форма решения переходит в другую.

Московский полиграфический институт

Поступила в редакцию
6/X 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961.
2. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. М.—Л.: ГИТТЛ, 1951.
3. Блох А. Г. Тепловое излучение в котельных установках. Л.: Энергия, 1967.
4. Иванов А. П. Оптика рассеивающих сред. Минск: Наука и техника, 1969. Он же. Физические основы гидрооптики. Минск: Наука и техника, 1975.
5. Исмару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 2. М.: Мир, 1981.
6. Рыжков Л. Н. Вопросы использования данных теории мутной среды при исследовании оптических свойств покрытий.— В кн.: Исследования материалов в условиях лучистого нагрева. Киев: Наукова думка, 1966.

7. Рыжков Л. Н. Методы и приборы для определения комплексного показателя преломления для теплотехнических целей.— В кн.: Лучистый теплообмен. Калининград: КГУ, 1974.
8. Стреттон Дж. А. Теория электромагнетизма. М.: Гостехиздат, 1948.
9. Малушков Г. Д. Методы решения задач электромагнитного возбуждения тел вращения. Обзор.— Изв. вузов. Радиофизика, 1975, т. XVIII, № 11.
10. Нефедов Е. И. Дифракция электромагнитных волн на диэлектрических структурах. М.: Наука, 1979.
11. Фок В. А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. М.: Сов. радио, 1970.
12. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1977.
13. Градштейн И. С., Рыжик П. М. Таблицы интегралов, сумм и произведений. М.: ГИФМЛ, 1963.

В. Г. ДУЛОВ, М. С. РЕЗНИКОВ, А. И. РУДАКОВ

ИНТЕГРАЛЬНЫЙ ПОДХОД К ОПРЕДЕЛЕНИЮ АСИМПТОТИКИ
СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ

Асимптотическая картина течения на больших расстояниях от тела, движущегося со сверхзвуковой скоростью, известна из работ Ландау [1] и Уизема [2]. Возмущенное движение представляет собой так называемую N -волну: головной и хвостовой скачки имеют одинаковую интенсивность и разделены между собой волной разрежения с линейным профилем избыточного давления. Аналитическое описание такого асимптотического состояния движения для двумерных задач обладает произволом в несколько констант. Уизем [2] определил эти константы для тонких осесимметричных тел, обтекаемых сверхзвуковым потоком газа, рассмотрев, с учетом уточнения положения характеристик, асимптотику аналитического решения, полученного в рамках линейной теории для ближней области течения. Однако в диапазоне больших сверхзвуковых скоростей для нетонких, в частности затупленных тел, подход Уизема не может быть использован. Поэтому в общем случае наиболее подходящим решением вопроса является установление прямой зависимости между интегральными характеристиками источника возмущений и константами, характеризующими асимптотику.

1. При сверхзвуковом обтекании тел конечного объема основной характеристикой асимптотической волны является перепад давления $\Delta p = p - p_\infty$ в головном и хвостовом скачках, а в качестве интегральных характеристик газа, вовлеченного в движение для данного расстояния, естественно взять его массу и количество движений, которыми эта масса обладает. Первая из этих величин при наличии плоской или осевой симметрии определяется соответствующими значениями функции тока ψ , а в качестве второй рационально выбрать интегральную функцию

$$\sigma = - \int_{p=\text{const}} u d\psi,$$

где u — составляющая скорости в направлении невозмущенного движения. Таким образом, возникает задача поиска зависимостей между величинами σ , p , ψ для описания исследуемых течений.

Пусть $s(\psi)$, $h(p, s)$ и $w(p, s)$ соответственно энтропия, энтальпия и модуль скорости, рассматриваемые в дальнейшем как функции указанных аргументов. Из уравнения Бернулли $w^2 = 2(h_m - h)$, где h_m — полное теплосодержание. Если прямоугольные координаты в плоскости течения x, y искать в виде функций от переменных p, ψ , то уравнения движения сводятся к одному уравнению типа Монжа — Ампера для функции $\sigma(p, \psi)$ [3]. При этом геометрические координаты в плоскости течения определяются из соотношений (индексами обозначаются частные производные)

$$\frac{y^{i+1}}{i+1} = \sigma_p, \quad x_p = \frac{\sigma_\psi \sigma_{pp}}{\sqrt{w^2 - \sigma_\psi^2}} [(i+1)\sigma_p]^{-\frac{i}{i+1}}, \quad (1.1)$$

$$x_\psi = -\frac{h_p + \sigma_\psi \sigma_{p\psi}}{\sqrt{w^2 - \sigma_\psi^2}} [(i+1)\sigma_p]^{-\frac{i}{i+1}}.$$

$i=0$; 1 соответственно для плоского и осесимметричного течений. Здесь и ниже обезразмеривание произведено по параметрам набегающего потока p_∞ , u_∞ . На фронтах ударных волн непрерывны функция тока ψ и координата y , т. е. частная производная σ_p . Вдоль фронта головной волны, перед которой поток равномерен, кроме того, выполняются условия совместности в виде

$$1 + \sigma_{\psi c} = h_{p_\infty} (p_c - 1), \quad h - h_\infty = \frac{p_c - 1}{2} (h_{p_c} + h_{p_\infty}). \quad (1.2)$$

Индексом «с» здесь и ниже обозначены величины за головным скачком. На обтекаемой поверхности задается связь между производными σ_p и σ_ψ , следующая из условия непротекания.

2. Область возмущенного течения вдали от тела представляет собой сравнительно узкую зону в окрестности головной ударной волны, возмущения параметров потока в этой области, в частности давления, малы, т. е.

$$x - x_c \ll x_c \sim 1, \quad y - y_c \ll y_c, \quad \varepsilon = p - 1 \ll 1.$$

Пусть ε^0 — постоянный малый параметр, характеризующий порядок изменения давления. Сделаем замену $\varepsilon \rightarrow \varepsilon^0 \cdot \varepsilon$ и будем искать решение в виде ряда по степеням ε^0

$$\sigma = \sum_{j=0}^{\infty} \varepsilon^{0j} \sigma_j(\varepsilon, \psi), \quad h = \sum_{j=0}^{\infty} h_j \frac{(\varepsilon - \varepsilon^0)^j}{j!} + h_s \Delta S \cdot \varepsilon^{03} + \dots, \quad (2.1)$$

где

$$h_j = \left(\frac{\partial^j h}{\partial p^j} \right)_\infty, \quad w_j = \left(\frac{\partial^j w}{\partial p^j} \right)_\infty.$$

Приравняв нулю коэффициенты при одинаковых степенях ε^0 в уравнении Монжа — Ампера и (1.2), можно получить уравнения и граничные условия для функций $\sigma_j(\varepsilon, \psi)$, которые для первых двух функций приводят к простым результатам

$$\sigma_0 = -\psi, \quad \sigma_1 = h_1 \varepsilon \psi. \quad (2.2)$$

Для $x(\varepsilon, \psi)$ из (1.1) с учетом (2.2) можно получить выражение

$$x(\varepsilon, \psi) = x_c(\psi) + \int_{\varepsilon_c}^{\varepsilon} \frac{\sigma_{2\varepsilon\varepsilon} [(i+1)h_1\psi]^{-\frac{1}{i+1}}}{\sqrt{w^2\varepsilon^2 + 2\sigma_{2\varepsilon\psi}}} d\varepsilon + 0(\varepsilon^0). \quad (2.3)$$

Интеграл в (2.3) — величина порядка единицы, и предположение о том, что зона возмущенного течения является узкой, будет выполняться только, если $\sigma_{2\varepsilon\varepsilon} = 0$. С учетом граничных условий $\sigma_2(\varepsilon, \psi) \equiv 0$. Тогда для $\sigma_3(\varepsilon, \psi)$ получается линейное уравнение второго порядка, для которого легко выписывается общее решение. Удовлетворяя условиям совместности, получим

$$\sigma_3(\varepsilon, \psi) = F(\xi) - \frac{i+1}{6(2-i)} h_3 \varepsilon^3 \psi + h_s \int_0^\psi \Delta S d\psi, \quad (2.4)$$

где $F(\xi)$ — произвольная функция; $\xi = \varepsilon \psi^{\frac{i}{2i+2}}$ — характеристическая переменная в построенном приближении. Физические координаты $x(\varepsilon, \psi)$ и $y(\varepsilon, \psi)$ в этом приближении находятся по формулам

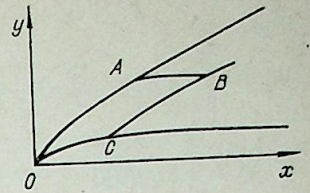


Рис. 1.

$$y(\varepsilon, \psi) = [(i+1)h_1\psi]^{-\frac{1}{i+1}} + \frac{\left[F'(\xi) \psi^{-\frac{i}{2i+2}} - \frac{(i+1)}{2(2-i)} h_3 \varepsilon^2 \psi^{\frac{1}{i+1}} \right]}{(i+1)[h_1(i+1)]^{i/(i+1)}}, \quad (2.5)$$

$$x(\varepsilon, \psi) = \frac{\sqrt{w^2}}{h_1} [(1+i)h_1\psi]^{\frac{1}{i+1}} \left[\int_0^\xi \frac{F''(\xi) d\xi}{\xi} - \frac{i-1}{2-i} h_3 \varepsilon \psi^{\frac{1}{i+1}} \right] \frac{1}{\sqrt{w^2[(i+1)h_1]^{i/(i+1)}}}.$$

Уравнение головного скачка получается в виде

$$\psi_c^{\frac{2-i}{2i+2}} = \frac{(2-i)2}{(i+1)h_3} \cdot \frac{F'(\xi_c)}{\xi_c^2}. \quad (2.6)$$

Найденные формулы дают структуру искомых асимптотических связей и лишь по форме записи отличаются от известных решений типа «коротких волн».

3. Выделим в области возмущенного течения объем $OABC$ (см. рис. 1). Здесь OC — поверхность обтекаемого тела; AB — линия тока; OA — ударная волна; CB — линия нулевого наклона вектора скорости к оси цилиндрической системы координат.

Рассмотрим для объема $OABC$ законы сохранения массы и x -й компоненты импульса

$$\oint_s \rho(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) ds = 0, \quad (3.1)$$

$$-\oint_s \rho(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) u ds = \oint_s p n_x ds. \quad (3.2)$$

Поскольку на линиях тока OC и AB $(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) = 0$ и $ds = 2\pi y dl$, $dy = n_x dl$, где l — длина дуги кривой, вдоль которой ведется интегрирование, то из (3.1) и (3.2) получим

$$2\pi \int_0^{v_A} \rho_\infty u_\infty^2 y dy - 2\pi \int_{v_C}^{v_B} \rho u^2 y dy = X - 2\pi \int_{v_C}^{v_B} \Delta p y dy - 2\pi \int_{v_A}^{v_B} \Delta p y dy; \quad (3.3)$$

$$2\pi \int_{v_C}^{v_B} \rho u y dy = 2\pi \int_{v_0}^{v_A} \rho_\infty u_\infty y dy.$$

Представим ρu^2 и ρu в виде

$$\rho u^2 = \rho_\infty u_\infty^2 \left(1 + \frac{\partial \ln \rho u^2}{\partial p} \Big|_{s=\text{const}} \Delta p + \frac{\partial \ln \rho u^2}{\partial s} \Big|_{p=\text{const}} \Delta s \right),$$

$$\rho u = \rho_\infty u_\infty \left(1 + \frac{\partial \ln \rho u}{\partial p} \Big|_{s=\text{const}} \Delta p + \frac{\partial \ln \rho u}{\partial s} \Big|_{p=\text{const}} \Delta s \right)$$

с учетом членов только первого порядка по возмущениям давления и энтропии. Тогда равенства (3.3) преобразуются к виду

$$a_1 J_p + a_2 \sum = \frac{1}{2} - \frac{X}{2\pi \rho_\infty u_\infty^2} + \frac{y_A^2 - y_B^2}{2} + \frac{J_{AB}}{\rho_\infty u_\infty^2}, \quad (3.4)$$

$$a_3 J_p + a_4 \sum = \frac{1}{2} + \frac{y_A^2 - y_B^2}{2},$$

где

$$J_p = \int_C^B \Delta p y dy, \quad \Sigma = \int_C^B T \Delta s y dy, \quad X = 2\pi \int_0^c (p - p_\infty) y dy;$$

$$J_{AB} = \int_A^B \Delta p y dy;$$

$$a_1 = \left. \frac{\partial \ln \rho u^2}{\partial s} \right|_{s=\text{const}} + \frac{1}{\rho_\infty u^2} = \frac{M_\infty^2 - 1}{k M_\infty^2};$$

$$a_2 = \left. \frac{\partial \ln \rho u^2}{\partial s} \right|_{p=\text{const}} = -[1 + (k-1)M_\infty^2] - 1, \quad a_3 = \left. \frac{\partial \ln \rho u}{\partial p} \right|_{s=\text{const}} = \frac{M_\infty^2 - 1}{k M_\infty^2};$$

$$a_4 = \left. \frac{\partial \ln \rho u}{\partial s} \right|_{p=\text{const}} = -[1 + (k-1)M_\infty^2].$$

Во внешней области справедливо асимптотическое решение (2.1), которое, согласно (2.2) и (2.4), можно взять в виде

$$\sigma = -\psi + h_1 \varepsilon \psi + F(\xi) - \frac{i+1}{6(2-i)} h_3 \varepsilon^3 \psi + h_5 \int \Delta s d\psi. \quad (3.5)$$

В дальнейшем порядковый множитель ε^0 не выделяется. Тогда из (3.5)

$$\frac{y^2}{2} = \sigma_\varepsilon = h_1 \psi + F'(\xi) \psi^{1/4} - h_3 \xi^2 \psi^{1/2}.$$

В асимптотике при $y \rightarrow \infty$, $\varepsilon \rightarrow 0$ и $\xi \rightarrow 0$

$$\frac{y_A^2 - y_B^2}{2} = b \eta^2 + O(\eta^{-4}),$$

где

$$b = F'(0), \quad \eta = (y/\sqrt{2h_1})^{1/4}.$$

Из решения (2.5), (3.5) следует, что $y_B - y_A = O(\Delta p c^2)$, тогда

$$y_B^2 - y_A^2 \sim y_A \cdot O(\Delta p c^2).$$

Следовательно,

$$y_B - y_A = O(y_A^{-3/2})$$

и с учетом асимптотического затухания давления

$$J_{AB} = O(\Delta p c) y_A (y_B - y_A) = O(y_A^{-5/4}).$$

Поэтому в (3.4) величиной J_{AB} можно пренебречь и, разрешая эту систему относительно J_p и Σ , получаем

$$J_p = -\frac{b \eta^2}{a_1} + \frac{1}{2a_1} \left(1 - \frac{a_2 c x}{2}\right), \quad (3.6)$$

$$\Sigma = \frac{c x}{4}.$$

В (3.6) c_x — коэффициент сопротивления тела с образующей OC .

На больших расстояниях от тела перепад давления на головном скачке затухает пропорционально $y_c^{-3/4}$. Обозначим коэффициент пропорциональности через K_ϕ

$$\varepsilon = K_\phi / y_c^{3/4}.$$

Тогда из (2.5), (2.6) получаем

$$K_\phi = \left[\frac{2k^2 F'(0)}{(k+1)(2h_1)^{1/4}} \right]^{1/2}. \quad (3.7)$$

Принимая во внимание, что $b = F'(0)$, асимптотическую постоянную K_ϕ можно вычислить через интеграл J_p , причем при доста-

точно больших η можно получить из решения (3.5)

$$\varepsilon|_{v=0} = \frac{1}{y} \cdot \frac{\partial J_p}{\partial y} = -\frac{b}{2a_1 (2h_1)^{1/4}} y_c^{-3/2}. \quad (3.8)$$

Следовательно, на линии нулевого наклона вектора скорости CB избыточное давление затухает пропорционально квадрату избыточного давления на скачке.

4. Поскольку изменение функционала J_p с расстоянием, как это следует из (3.8), сравнительно быстро должно выйти на асимптотическую зависимость, то, вычислив J_p , можно найти константу b , а следовательно, и K_ϕ из (3.7). Для определения функционала J_p в ближней области численно решалась задача обтекания тела сверхзвуковым потоком идеального газа с помощью схемы первого порядка точности [4], являющейся стационарным аналогом схемы распада разрывов. Расчеты функции формы $K_\phi(y_c)$, асимптотическое значение которой при $y_c \rightarrow \infty$ дает коэффициент формы K_ϕ , были проведены для осесимметричных полубесконечных тел при числах M_∞ набегающего потока 1,5—4. Образующие головной части тел представляли собой параболические профили. Рассматривались заостренные тела и с затуплением в виде дуги окружности. Половина толщины миделевого сечения тела взята за единицу длины, радиус затупления r_z равнялся 0,1, 0,196, 0,35, 0,5, 0,76 и 1. Удлинение исходного параболического профиля равнялось 7. Начальные данные в сечении $x = x_0 = \text{const}$, проходящем через точку сопряжения затупления и параболического профиля, были взяты из таблиц [5]. В течениях с осевой симметрией при обтекании тела за ударной волной следует волна разрежения, в которой давление падает ниже своего значения в набегающем потоке. Поэтому в области отрицательных избыточных давлений (градиент давления также отрицательный) с поверхности тела выпускалась характеристика первого семейства, которая являлась правой границей рассчитываемой области.левой границей расчетной области была головная ударная волна. Методические исследования точности такой методики расчета приведены в [6]. Расчетная область в типовом варианте содержала 40 ячеек. Интегрирование велось маршевым методом от сечения к сечению $x = \text{const}$.

При последовательном интегрировании вычислялся функционал $J_p(y)$, для данного расстояния от оси определялась функция формы $K_\phi(y_c)$. Одновременно прямо из численного решения на ударной волне определяли $K_\phi^*(y_c) = \varepsilon_c y_c^{3/4}$ [7] и функцию формы $K_\phi^0(y_c)$, рассчитываемую с использованием квазилинейной теории Уизема [2]. На рис. 2 и 3 приведены значения функции формы $K_\phi(y_c)$ (кривая I), $K_\phi^*(y_c)$ (кривая II) и $K_\phi^0(y_c)$ (кривая III). Из рисунков видно, что все функции формы с расстоянием выходят на асимптотические значения, т. е. практически не меняются при достаточно больших y_c . Некоторое отличие кривых, полученных из прямого численного расчета и путем пересчета по Уизему, объясняется погрешностью аппроксимации пика давления в окрестности ударной волны, которое приводит к завышению интеграла от избыточного давления $\int \Delta p dx$ в прямом численном расчете для заостренного тела и тел с малыми затуплениями при $M_\infty < 2$. Немонотонный характер функции $K_\phi^*(y_c)$ при небольших числах Маха 1,5 и 2 для заостренных тел и тел с небольшим радиусом затупления объясняется тем, что в носке тела происходит поджатие потока.

Функция формы, вычисляемая с помощью интегрального подхода, изменяется монотонно (не возрастает) и на существенно меньших расстояниях выходит на постоянное значение. Так, уже на расстоянии y_c от оси до головного скачка, равном 50 радиусам миделевого сечения тела, интегральный коэффициент отличается от асимптотического значения не более, чем на 7% для всех рассматриваемых вариантов формы тела, тогда как для K_ϕ^* такое отличие наступает лишь на расстоянии от оси в $500 \div 1000$ радиусов миделевого сечения тела. При этом машинное

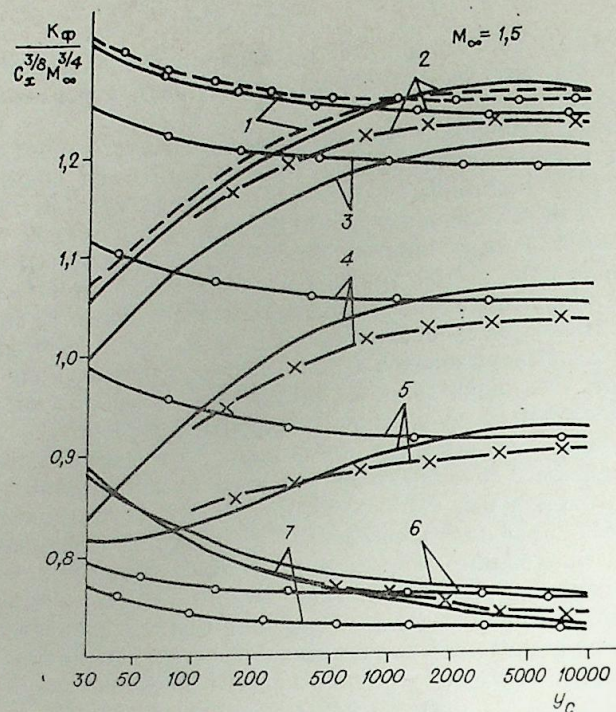


Рис. 2.

○—I, — II, ×—III; 1— $r_3=0$, 2—0,1, 3—0,196, 4—0,35, 5—0,5, 6—0,76, 7—1.

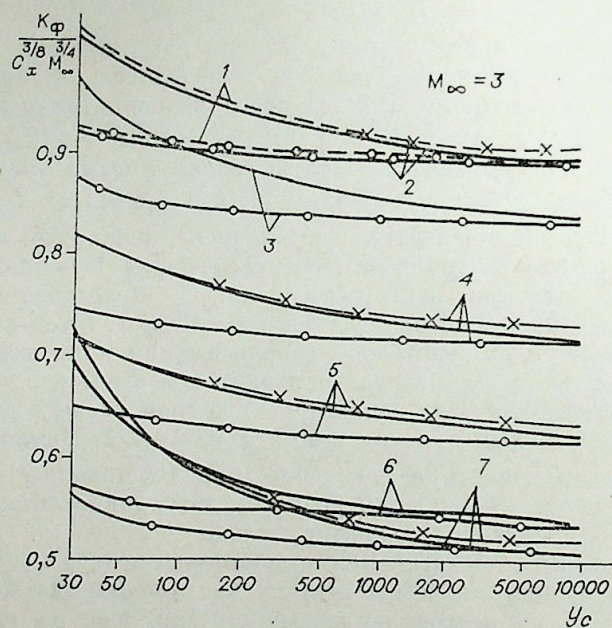


Рис. 3.

Обозначения те же, что и на рис. 2.

время, необходимое для расчета с использованием интегрального подхода, сокращается в 7—13 раз в сравнении с прямым численным интегрированием для рассмотренных тел и чисел Маха набегающего потока. Стоит отметить, что зависимость $K_\phi(y_c)$ от расстояния, на котором определена эта функция, в интегральном подходе практически одинаковая для всех семи рассмотренных тел с разными затуплениями в исследованном диапазоне чисел Маха набегающего потока.

Таким образом, использование интегрального подхода позволяет предложить способ расчета асимптотики течения, пригодный при сверхзвуковых скоростях, как для заостренных, так и затупленных тел, и дающий возможность определения асимптотических постоянных на основе расчета ближней области течения.

Институт теоретической
и прикладной механики
СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
4/V 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д. Об ударных волнах на далеких расстояниях от места их возникновения.— ПММ, 1945, т. IX, вып. 4.
2. Whitham G. B. The flow pattern of a supersonic projectile.— *Communs Pure and Appl. Math.*, 1952, v. 5, N 3.
3. Дулов В. Г. Об уравнениях стационарных осесимметричных течений газа в переменном давлении — функция тока.— ПМТФ, 1964, № 3.
4. Численное решение многомерных задач газовой динамики/Под ред. С. К. Годунова. М.: Наука, 1976.
5. Любимов А. Н., Русанов В. В. Течения газа около тупых тел. М.: Наука, 1970.
6. Резников М. С., Рудаков А. И. Численное исследование течения вдали от нетонких тел в гиперзвуковом потоке. Препринт ВЦ СО АН СССР. Красноярск, 1982, № 25.
7. Дулов В. Г., Резников М. С., Рудаков А. И. Исследование асимптотического состояния движения в задачах сверхзвукового обтекания при помощи интегральных характеристик течения. Препринт ВЦ СО АН СССР. Красноярск, 1983, № 10.

УДК 629.1.015.3

В. Ф. ЧИРКАШЕНКО, Ю. Н. ЮДИНЦЕВ

ПАРАМЕТРЫ УДАРНЫХ ВОЛН ОТ ТЕЛ ВРАЩЕНИЯ В ОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

В работе исследуется влияние формы тела вращения на параметры головной ударной волны, создаваемой телом в сверхзвуковом потоке газа. Метод исследования основан на измерении профилей избыточного статического давления на небольших расстояниях от тела (несколько диаметров тела) с последующим пересчетом их на большие расстояния по квазилинейной теории [1].

1. Измерения профилей давлений $\Delta \bar{p}(x) = (p(x) - p_\infty)/p_\infty$ проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-325 Института теоретической и прикладной механики (ИТПМ) СО АН СССР с помощью зондов полного давления в соответствии с разработанной авторами методикой [2]. Модели устанавливались на штанге координатника аэродинамической трубы и в процессе эксперимента перемещались относительно неподвижно закрепленного приемника давления, обеспечивая, таким образом, непрерывную запись профиля $\Delta \bar{p}(x)$. Диаметры исследованных моделей составляли 10 и 20 мм, что при размерах рабочей части аэродинамической трубы 200×200 мм позволяло производить измерение профилей давления на расстояниях до десяти диаметров тела ($K_0 \leq 10$). Регистрация давлений осуществлялась с помощью малогабаритных индуктивных датчиков давления (ДМИ), и данные с датчиков вводились в ЭВМ для обработки и последующего представления в графическом виде. Экспериментальные исследования проведены при числах Маха набегающего потока $M_\infty = 2,02$ и $4,0$ и числа Рейнольдса на 1 м — $Re_1 = 25 \cdot 10^6$.

Пересчет измеренных вблизи модели K_0 профилей статического давления $\Delta \bar{p}_0(x_0)$ на большие расстояния K в однородной среде осуществлялся по соотношениям квазилинейной теории [1]

$$x = x_0 - \frac{\kappa + 1}{\kappa} \cdot \frac{M_\infty^2}{(M_\infty^2 - 1)^{1/2}} \Delta \bar{p}_0(x_0) \sqrt{K_0} (\sqrt{K_0} - \sqrt{K}), \quad (1)$$

$$\Delta \bar{p}(x_0) = \Delta \bar{p}_0(x_0) \left(\frac{K_0}{K} \right)^{1/2},$$

где x — координата по направлению набегающего потока, κ — удельная теплоемкость (для воздуха $\kappa = 1,4$), все линейные размеры отнесены к диаметру тела. Здесь первое выражение представляет собой соотношение для уточненной характеристики, а второе — характер затухания возмущений давления вдоль этой характеристики. Для определения положения скачков $x_{ск}$ на профиле $\Delta \bar{p}(x)$ использовалось следующее условие:

$$\int_{-\infty}^{x(x_{01})} \Delta \bar{p}(x) dx = \int_{-\infty}^{x(x_{02})} \Delta \bar{p}(x) dx; \quad (2)$$

$$x_{ск} = x(x_{01}) = x(x_{02}),$$

которое выражает известный результат, что слабая ударная волна

($\Delta \bar{p}_{ск} \ll 1,0$) есть биссектриса входящих в нее характеристик (x_{01} и x_{02}).

2. Влияние формы тела и его сопротивления на параметры создаваемых ударных волн исследовалось в рамках квазилинейной теории в работе [3]. Показано, что тонкие заостренные тела вращения минимального волнового сопротивления создают на больших расстояниях (дальняя зона) и минимальные интенсивности головного скачка. В классе тонких тел заданного удлинения форма тела слабо влияет на параметры ударных волн в дальней зоне. В работе [4] расширен класс рассматриваемых тел и обнаружено, что уменьшение интенсивности ударных волн в дальнем поле достигается на затупленных телах. Этот результат экспериментально подтвержден в работах [5, 6]. В [6] определены условия, при которых реализуется минимизирующий эффект от затупления. Детальные численные исследования влияния формы затупления на структуру течения вблизи тела (ближняя зона) проведены в работе [7]. Подобные результаты для дальней зоны в литературе отсутствуют. Расчеты в рамках квазилинейной теории нуждаются в проверке из-за локальной неприменимости теории в области затупления, поэтому представляет интерес рассмотреть влияние формы затупления тела вращения на структуру течения в средней и дальней зонах на основе экспериментальных исследований.

Поскольку затупление тонкого тела вращения приводит к росту его волнового сопротивления, то целесообразно изучить влияние формы тела и его носовой части на параметры создаваемых им ударных волн в классе тел равного сопротивления. С учетом данных работы [7] были выбраны следующие тела вращения: тело вращения степенной формы $r = x^n$ ($n = 0,25$), гиперболоид вращения $r = (0,69x + 0,0311x^2)^{1/2}$, конус с углом полураствора β_k и конус со сферическим затуплением r_s и $\beta_k = 10^\circ$. Параметры этих тел (удлинение λ , r_s и β_k) определялись из условия обеспечения заданного волнового сопротивления $C_x = 0,115$ при $M_\infty = 2$ и $C_x = 0,13$ при $M_\infty = 4$.

Результаты измерения интенсивности головного скачка $\Delta \bar{p}_{ск}$ в ближней зоне ($K_0 = 10$) и последующего пересчета измеренного профиля давления по соотношениям (1)—(2) приведены на рис. 1 в виде зависимости параметра $\Delta \bar{p}_{ск} \cdot K^{3/4}$ по K . Пересчет проводился до расстояний, на которых достигалось асимптотическое поведение интенсивности головного скачка, где $\Delta \bar{p}_{ск} \sim K^{-3/4}$ и соответственно $\Delta \bar{p}_{ск} \cdot K^{3/4} = \text{const}$. На рис. 1 цифрами обозначены зависимости параметра $\Delta \bar{p}_{ск} \cdot K^{3/4}$ при двух значениях числа Маха набегающего потока для гиперболоида вращения — $-\lambda = 1,84$ (1), $\lambda = 2,4$ (4); затупленного конуса — $r_s = 0,14$ (2), $r_s = 0,115$ (6); степенного тела вращения — $-\lambda = 8,0$ (3), $\lambda = 7,02$ (7) и острого конуса — $\beta_k = 10,6^\circ$ (5). В ближней зоне уровни интенсивностей головного скачка определяются в основном формой носовой части рассмотренных тел. При $M_\infty = 2,02$ в ближней зоне ($K_0 = 10$) затупленные тела имеют меньшие интенсивности головного скачка, чем острый конус 5. С увеличением расстояния от тела интенсивность скачка от гиперболоида вращения 4 приближается к интенсивности скачка от конуса и при $K > 50$ становится практически равной последней. Это связано с тем, что течение вблизи носика гиперболоида вращения оказывает слабое влияние на течение в дальней зоне. Основную роль играет угол наклона образующей тела, асимптотическое значение которого в данном случае равно 10° , т. е. близко к углу полураствора острого конуса. Сферическое затупление конуса 6 приводит к формированию на профиле давления промежуточного скачка, который ограничивает область влияния затупления вниз по потоку. После слияния промежуточного и головного скачков интенсивность ударной волны от затупленного конуса становится сравнимой с интенсивностью ударной волны от острого конуса с тем же углом полураствора.

Подробный анализ влияния размера сферического затупления на конусе [6] показывает, что увеличение затупления конуса приводит к

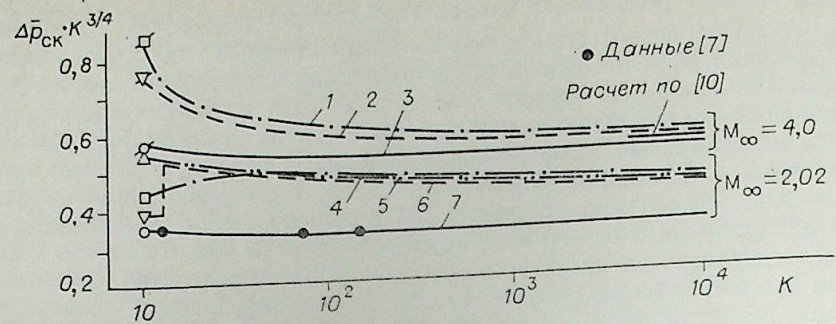


Рис. 1. Зависимость параметра $\Delta \bar{p}_{ск} \cdot K^{3/4}$ от расстояния K для различных тел вращения.
 $\circ \nabla \square$ — экспериментальные данные при K_0 .

росту интенсивности головной ударной волны в дальней зоне. Из данных работы [7] следует, что применение на конусе не сферического, а эллиптического заглушения увеличивает относительные расстояния, до которых реализуется минимизирующий эффект заглушения.

Для степенного тела 7 как в ближней, так и в дальней зоне интенсивность головного скачка значительно меньше, чем у острого конуса с тем же значением волнового сопротивления. Такой характер поведения интенсивности головного скачка от степенного тела при сверхзвуковых скоростях обусловлен особенностью распределения давления на теле и соответственно в ближней зоне [7]. На степенном теле с показателем степени $n = 0,25$ основной вклад в сопротивление и интенсивность головного скачка обеспечивается носовой частью. В результате в ближней зоне область возмущенного течения за ударной волной оказывается узкой с большими отрицательными градиентами давления, за которой следует область почти нулевого избыточного давления. Короткая волна давления очень быстро ослабевает и выходит на асимптотический закон затухания. Сравнение численных расчетов [7] и опытных результатов для степенного тела представлено на рис. 1 и указывает на их весьма удовлетворительное совпадение.

Таким образом, при сверхзвуковых скоростях ($M_\infty = 2,02$), в классе тел равного сопротивления, включая затупленные тела, интенсивность головного скачка в дальней зоне существенно зависит от формы тела в отличие от случая заостренных тел, рассмотренных в работе [3]. При больших сверхзвуковых скоростях ($M_\infty = 4,0$), несмотря на существенное различие в интенсивностях в ближней зоне (см. рис. 1), для рассмотренных тел равного сопротивления в асимптотической области течения форма тела оказывает слабое влияние на параметры головного скачка. С ростом расстояния интенсивности головных скачков от гипербоида вращения 1, затупленного конуса 2 и степенного тела вращения 3 стремятся к интенсивности, определенной по эмпирическим соотношениям для цилиндрического взрыва [8], в которых энергия взрыва принималась пропорциональной силе лобового сопротивления тела вращения.

3. Тела вращения степенной формы находят широкое применение в аэромеханике [9]. В то же время опытные данные о параметрах ударных волн, создаваемых этими телами в сверхзвуковом потоке, в литературе практически отсутствуют. Кроме того, с точки зрения исследования влияния формы тела на характер поведения параметров ударных волн степенные тела представляют особый интерес, так как величина показателя степени n оказывает сильное влияние на характер распределения давления на теле, на форму профиля давления в ближней зоне и, как следствие, на характер распространения головной ударной волны.

В работе [10] влияние параметров степенных тел на течение в возмущенной области потока исследовалось в рамках квазилинейной теории [1]. Чтобы исключить локальное ограничение этой теории в области

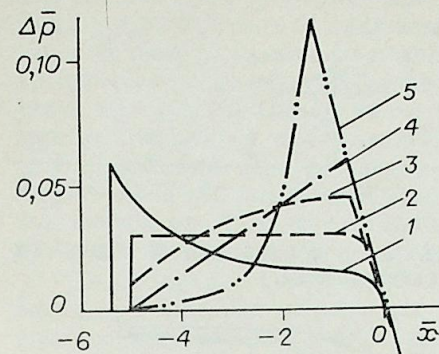


Рис. 2. Профили давления $\Delta \bar{p}(x)$ для тел с различными показателями $n = 0,5$ (1); $0,75$ (2); $1,0$ (3); $1,25$ (4); $2,0$ (5).

затупления для степенных тел с $n < 1,0$, носовая часть заменялась конусом. Расчеты показали, что для этих тел заданного удлинения ($\lambda = 4,0$) при сверхзвуковых скоростях в ближней зоне минимальную интенсивность возмущения на профиле давления создает тело с $n = 0,75$, а в дальней зоне — с $n \rightarrow 0,25$.

Нами проведены экспериментальные исследования структуры возмущенного течения в ближней зоне в зависимости от удлинения и показателя степени степенного тела вращения при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 2,02$. На рис. 2 показаны характерные профили давления, зарегистрированные при $K = 4,6$ от степенных тел с удлинением $\lambda = 6,0$. При $n < 0,75$ в ближней зоне профиль давления за головным скачком имеет отрицательный градиент, величина которого зависит от n и λ . Степенное тело с $n = 0,75$ создает профиль давления с характерной полочкой, амплитуда и протяженность которой определяются удлинением тела. При $n > 0,75$ за головным скачком реализуется положительный градиент давления с достижением максимума $\Delta \bar{p}_{max} > \Delta \bar{p}_{ск}$ и, начиная с $n = 1,25$, степенное тело в ближней зоне создает волну сжатия с нулевой интенсивностью на фронте.

Характер поведения интенсивности головного скачка $\Delta \bar{p}_{ск}$ и максимума давления на профиле $\Delta \bar{p}_{max}$ в зависимости от n и относительных расстояний K (указаны цифрами) для степенных тел показан на рис. 3 в виде изменения параметра $\Delta \bar{p} \cdot K^{3/4}$. Данные для $\Delta \bar{p}_{ск}$ выделены сплошными линиями для $\lambda = 6,0$ и пунктирными для $\lambda = 3,0$. Как и предсказывалось расчетами [10], на малых расстояниях от тела минимальные интенсивности возмущения на профиле давления создают степенные тела с $n = 0,75$.

По мере увеличения расстояния от тела характер поведения интенсивности головного скачка определяется нелинейными искажениями исходного профиля давления. Как уже указывалось, степенное тело с $n = 0,25$ создает в ближней зоне короткую волну давления, интенсивность которой при распространении быстро достигает асимптотического характера затухания. Увеличение параметра $\Delta \bar{p}_{ск} \cdot K^{3/4}$ с ростом расстояния для степенных тел с $n > 0,25$ указывает на более медленное затухание интенсивности головного скачка по сравнению с асимптотическим.

На волне сжатия от степенных тел с $n > 1,25$ формируется ударная волна, которая по мере распространения становится головной ударной волной с асимптотическим законом затухания. Различие в характере затухания головных ударных волн от степенных тел с разными показателями n и удлинениями λ приводит к уменьшению влияния n на величину $\Delta \bar{p}_{ск}$ в дальней зоне, особенно при $n > 1,0$. В диапазоне $n = 0,25 - 1,0$, где наблюдается наибольшее влияние показателя степени, изменение ин-

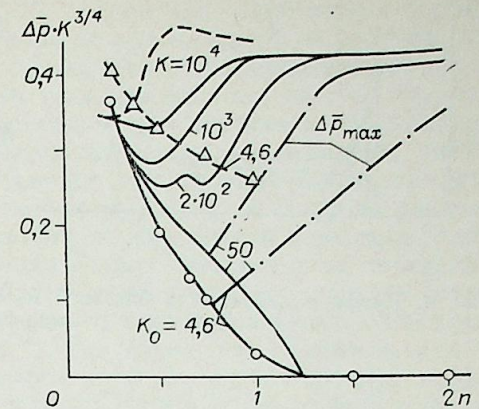


Рис. 3. Зависимость параметра $\Delta \bar{p} \cdot K^{3/4}$ от расстояния K и показателя степени n для тел различных удлинений λ .
 $M_\infty = 2,02$.

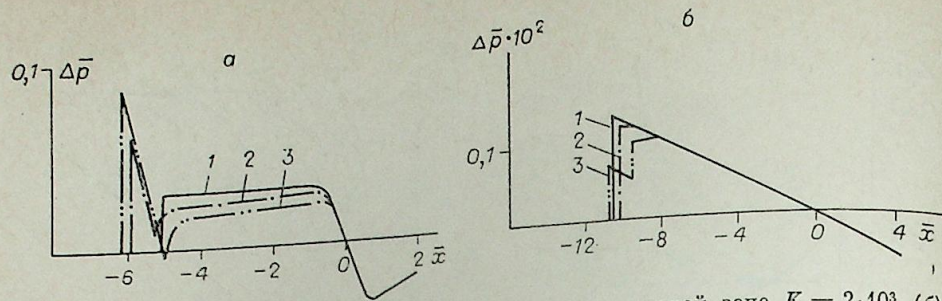


Рис. 4. Профили давления в ближней $K_0 = 4,6$ (а) и дальней зоне $K = 2 \cdot 10^3$ (б) для тел с различными затуплениями.

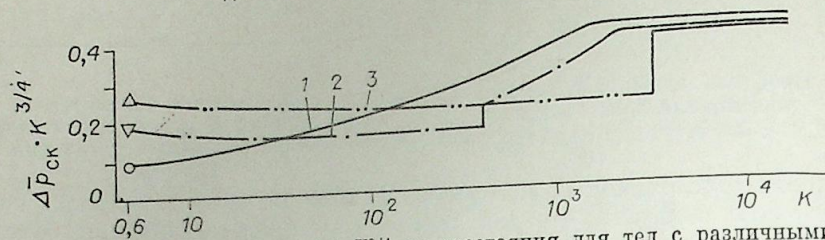


Рис. 5. Зависимость параметра $\Delta \bar{p} \cdot K^{3/4}$ от расстояния для тел с различными затуплениями.
 $r_3 = 0$ (1); 0,1 (2); 0,2 (3).

интенсивности головного скачка не превышает 30%, но оказывается значительно большим, чем было предсказано квазилинейной теорией для заостренных тел [3]. Кроме того, максимальные интенсивности головного скачка в дальней зоне от степенных тел малого удлинения ($\lambda = 3,0$) с затупленной носовой частью реализуются при $n \sim 0,6$, которые соответствуют телам минимального волнового сопротивления [9]; т. е. наличие затупления тела приводит к результату, противоположному полученному в работе [3].

Минимальные интенсивности головного скачка в дальней зоне для этих тел достигаются при $n \sim 0,25$. Однако с увеличением удлинения значения показателей степени, соответствующих минимальной или максимальной интенсивностям скачка, смещаются в сторону увеличения. Так, для тел с удлинением $\lambda = 6,0$ минимальная интенсивность головного скачка достигается при $n \sim 0,45$, а максимальная при $n \geq 1,0$. Исходя из полученных результатов, можно предположить, что применение квазилинейной теории для расчета параметров возмущенного течения на больших расстояниях будет оправдано для степенных тел большого удлинения ($\lambda \geq 10$).

4. В работе [9] исследованы аэродинамические характеристики степенных тел вращения, модифицированных путем изменения формы носовой части при сохранении удлинения тела. Показано, что применение сферического затупления, контур которого гладко сопрягается со степенной образующей, позволяет уменьшить сопротивление тела по сравнению с исходным степенным телом минимального волнового сопротивления.

В данной работе для серии модифицированных степенных тел ($n = 0,65$) с различными удлинениями ($\lambda = 2 \div 6$) и радиусами сферического затупления ($r_3 = 0,1 \div 0,4$) измерены профили давления в ближнем поле при $M_\infty = 2,02$. Пересчет экспериментальных данных в дальнюю зону показал, что модификация формы степенных тел в указанном диапазоне параметров приводит к незначительному уменьшению интенсивности головного скачка, не превышающему 4–5% интенсивности скачка от немодифицированного тела. Наиболее существенные изменения в структуре течения в возмущенной области потока наблюдаются в ближней и средней зонах.

На рис. 4 приведены профили давления, измеренные на расстоянии 4,6 диаметра тела, и профили, пересчитанные на относительное расстоя-

ние $K = 2 \cdot 10^3$ для исходного степенного тела $\lambda = 6,0$ (1) и модифицированных тел с $r_3 = 0,1$ (2) и $r_3 = 0,2$ (3). Видно, что модификация носовой части приводит к формированию скачка от сферического затупления, интенсивность которого в ближнем поле значительно превышает интенсивность головного скачка от исходного тела. Кроме того, за счет перераспределения давления на модифицированном теле, которое имеет меньшие углы наклона степенной части образующей тела, чем исходное, уменьшается амплитуда возмущений давления на основной части профиля волны давления. При распространении возмущений на большие расстояния на профиле давления формируется промежуточный скачок, а головной скачок от сферического затупления быстро затухает и на определенном расстоянии сливается с ним, образуя одну головную ударную волну.

Характер поведения параметра интенсивности головного скачка для рассмотренных тел показан на рис. 5, где видно, что в зависимости от размера затупления слияние промежуточного скачка с головным происходит либо в средней зоне, либо в дальней, достигая расстояний в десятки тысяч диаметров тела. Для модифицированных тел меньших удлинений характер влияния затупления на параметры течения в ближней и дальней зонах качественно такой же, только протяженность средней зоны уменьшается, хотя и оказывается несколько большей, чем для исходного степенного тела.

Таким образом, приведенные результаты показывают, что путем модификации формы носовой части степенных тел вращения удастся несколько увеличить протяженность средней зоны и существенно уменьшить в ней интенсивность головного скачка. Этот вывод может представлять интерес при решении практических задач звукового удара, где существует необходимость уменьшения интенсивности головного скачка за счет выбора конфигураций, обеспечивающих затягивание эффектов средней зоны на большие расстояния.

Институт теоретический
и прикладной механики
СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
14/VI 1983

ЛИТЕРАТУРА

- Whitham G. V. The Flow Pattern of a Supersonic Projectile.— *Commun. Pure Appl. Math.*, 1952, v. 5.
- Затолока Е. П., Чиркашенко В. Ф., Юдинцев Ю. Н. Совершенствование методики исследования звукового удара в сверхзвуковых аэродинамических трубах.— В кн.: III Всесоюзная школа по методам аэрофизических исследований. Новосибирск, 1982.
- Pyhming I. I. The Supersonic Boom of a Projectile Related to Drag and Volume.— *J. Aerospace Sci.*, 1961, v. 28.
- Jones L. B. Lower Bounds for Sonic Bangs.— *J. Roy. Aeron. Soc.*, 1961, v. 65.
- Carlson H. W. Experimental and Analytic Research on Sonic Boom Generation at NASA.— NASA SP-147, 1967.
- Волков В. Ф., Чиркашенко В. Ф., Юдинцев Ю. Н. Влияние затупления тонкого тела на параметры звукового удара.— В кн.: Газодинамика и физическая кинетика. Новосибирск, 1974.
- Любимов А. Н., Русанов В. В. Течения газа около тупых тел. Ч. 2. М.: Наука, 1970.
- Цикулин М. А. Ударные волны при движении в атмосфере крупных метеоритных тел. М.: Наука, 1969.
- Аэромеханика сверхзвукового обтекания тел вращения степенной формы/Под ред. Г. Л. Гродзовского. М.: Машиностроение, 1975.
- Hague D. S., Jones R. T. Application of Multivariable Search Techniques to the Design of Low Sonic Boom Overpressure Body Shapes.— NASA SP-255, 1970.

УДК 533.601.312

В. М. КОВАЛЕНКО, Н. М. БЫЧКОВ, Г. А. КИСЕЛЬ,
Н. Д. ДИКОВСКАЯ

ОБТЕКАНИЕ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ
И НЕПОДВИЖНОГО КРУГОВОГО ЦИЛИНДРА
ВБЛИЗИ ПЛОСКОГО ЭКРАНА

Сообщение 3

ДАВЛЕНИЕ НА ПЛОСКОМ ЭКРАНЕ
В ПРИСУТСТВИИ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ЦИЛИНДРА

Распределение давления на экране. Сложная картина обтекания вращающегося и неподвижного цилиндра, расположенного вблизи экрана [1, 2], дополняется и подтверждается данными по распределению давления на самом экране. Рассмотрим изменение этого давления в зависимости от числа Рейнольдса Re и расстояния между вращающимся цилиндром и экраном \bar{h} .

Для случая касания цилиндра с экраном ($\bar{h} = 0$) непосредственно под цилиндром существует резкий перепад давления, причем избыточное давление перед цилиндром занимает на экране область, равную примерно трем диаметрам цилиндра. Величины коэффициента давления \bar{p} оказываются приблизительно в 2 раза выше, чем получено в работе [3], влияние числа Re не отмечается.

При минимальном зазоре $\bar{h} = 0,01$ пологий пик избыточного давления с максимумом $\bar{p}_{max} \approx 0,7$ около точки $\bar{x} = x/d = -1$, так же как и разрежение за цилиндром, при его вращении почти не изменяется (рис. 1). В узкой области под цилиндром существует резкий пик разрежения, который зависит от числа Re , а также от величины и знака параметра вращения θ .

При зазоре $\bar{h} = 0,13$ существуют два типа распределения давления на экране, заметно отличающиеся по величине разрежения под цилиндром. Эти типы давления могут переходить один в другой при значениях $\theta = \theta_{кр}$ и соответствуют за- и докритическому режимам обтекания ближней к экрану стороны вращающегося цилиндра. Увеличение расстояния \bar{h} приводит к постепенному ослаблению влияния режима обтекания цилиндра на распределение давления на экране. При $\bar{h} = 0,8$ подпор перед цилиндром практически исчезает и нет резкого пика разрежения.

Положение минимума давления как функции расстояния \bar{h} для до- и закритического режимов обтекания невращающегося цилиндра представлено на рис. 2. Зависимость $\bar{x} \sqrt{\bar{p}_{min}(\bar{h})}$ для $Re = (2 \div 4) \cdot 10^5$ удовлетворительно согласуется с [3]. Наиболее существенное отличие данных опытов от результатов [3] в докритической области Re состоит в наличии резкого пика разрежения на экране под цилиндром при малых зазорах, что, возможно, является следствием более низкой турбулентности потока.

Существенное влияние на распределение коэффициентов давления под цилиндром оказывает вращение. На рис. 3 приведены обобщенные зависимости $\bar{p}(\theta)$ в точке $\bar{x} = 0$ при разных зазорах и числах Re . Видно, что при $\bar{h} = 0,01$ на экране, а следовательно, и на нижней стороне цилиндра вблизи экрана нет резких перепадов давления, вызванных пере-

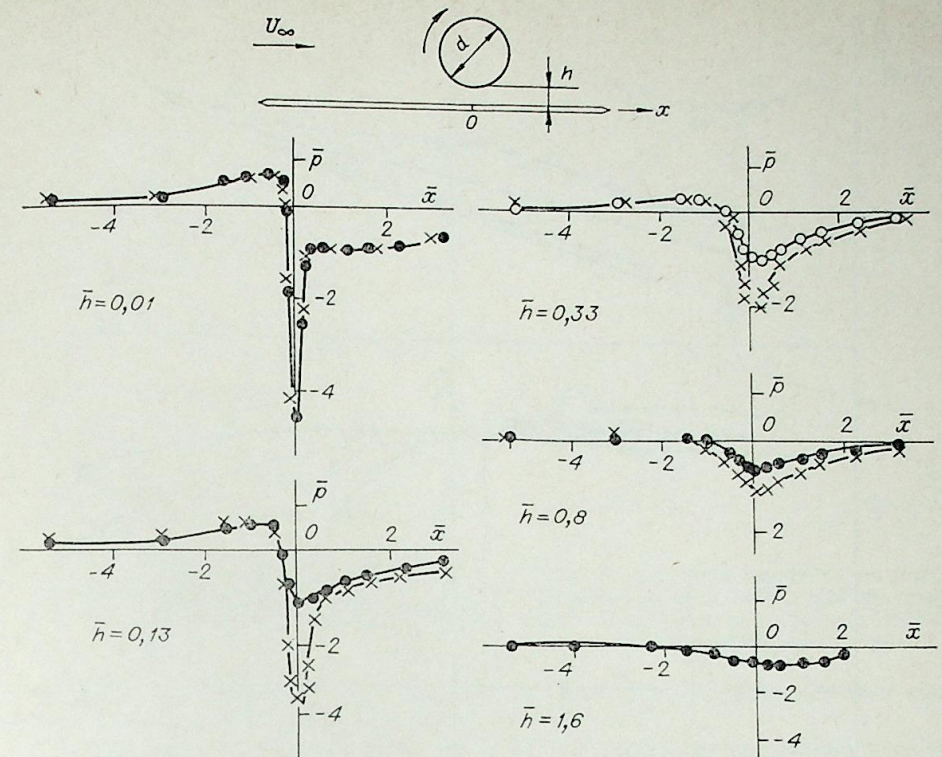


Рис. 1. Типичные зависимости $\bar{p}(\bar{x})$ при различных величинах зазора и параметра вращения цилиндра, $Re = 5 \cdot 10^5$.
● — $\theta = 0$, × — $\theta = 0,2$, ● — $\theta = -0,04$.

ходом через критические режимы при изменении числа Re и параметра θ . Плавный ход кривых $\bar{p}(\theta)$ и характер их изменения при очень малых зазорах, сопоставимых с толщиной пограничного слоя на цилиндре, можно объяснить изменением скорости потока в зазоре. Как известно, за счет сил вязкости часть газа, окружающего цилиндр, увлекается при его вращении. Если цилиндр вращается по часовой стрелке ($\theta > 0$), то поток в зазоре относительно экрана тормозится, разрежение на экране уменьшается (см. рис. 3) и наоборот.

Влияние пограничных слоев, образующихся на экране и на цилиндре, естественно, уменьшается по мере удаления цилиндра от экрана. В опытах не измерялись характеристики этих слоев. Можно предположить, что присутствие цилиндра, особенно при малых зазорах, заметно деформирует пограничный слой на экране.

При $\bar{h} = 0,13$ и $0,33$ вид кривых $\bar{p}(\theta)$ в точке $\bar{x} = 0$ зависит от числа Re набегающего потока: при малых Re они изменяются плавно, а при $Re \geq 4 \cdot 10^5$ происходят скачкообразные изменения $\bar{p}(\theta)$ при $\theta = \theta_{кр}$, зависящих от Re и \bar{h} .

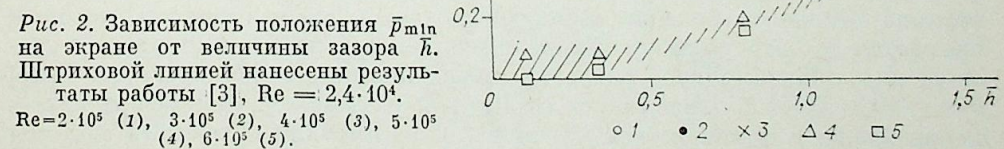


Рис. 2. Зависимость положения \bar{p}_{min} на экране от величины зазора \bar{h} . Штриховой линией нанесены результаты работы [3], $Re = 2,4 \cdot 10^4$.
 $Re = 2 \cdot 10^5$ (1), $3 \cdot 10^5$ (2), $4 \cdot 10^5$ (3), $5 \cdot 10^5$ (4), $6 \cdot 10^5$ (5).

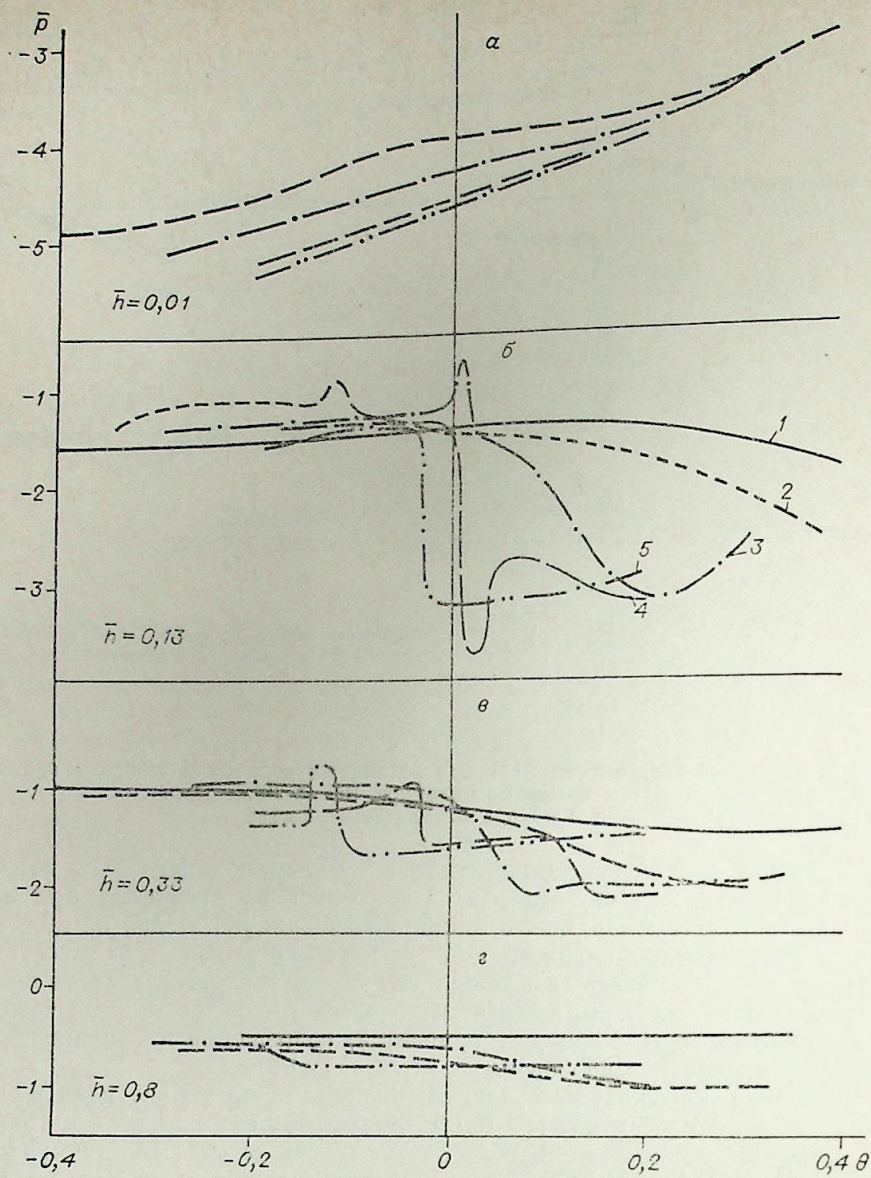


Рис. 3. Зависимость $\bar{p}(\theta)$ в точке $\bar{x} = 0$ на экране для разных зазоров \bar{h} . Обозначения такие же, как на рис. 2.

Результаты, полученные для всех \bar{h} , хорошо согласуются с измерениями давления на цилиндре при $\theta = 0$ в присутствии экрана [2] и с весовыми измерениями на цилиндре [1].

При испытаниях также измерено распределение давления вдоль верхней стенки аэродинамической трубы для различных расстояний между цилиндром и пластиной. Естественно, что кривые $\bar{p}(\bar{x})$ на стенке трубы, расположенной от цилиндра на расстоянии $\bar{h} = 2,8$, будут качественно близки аналогичным кривым для экрана при больших расстояниях до цилиндра, в частности при $\bar{h} = 1,6$ (см. рис. 1). Как и для экрана, на верхней стенке перед цилиндром наблюдается слабый подпор, который сменяется достаточно заметным разрежением в области цилиндра и в следе за ним. Максимальное разрежение над цилиндром достигает значений $\bar{p} = -(0,2 \div 0,5)$ в зависимости от Re и \bar{h} . С уменьшением зазора разрежение возрастает вследствие увеличения асимметрии обтекания системы

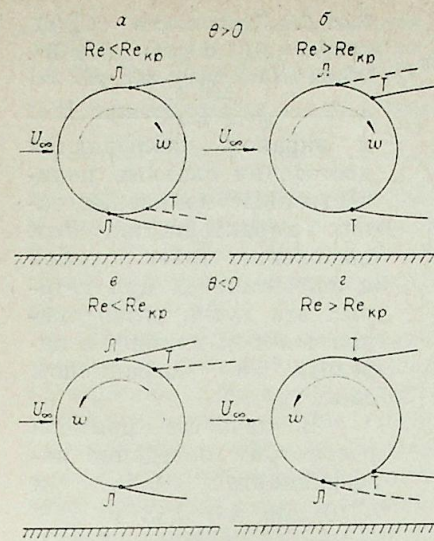


Рис. 4. Схемы отрывных течений на вращающемся цилиндре. Л — ламинарный отрыв, Т — турбулентный отрыв.

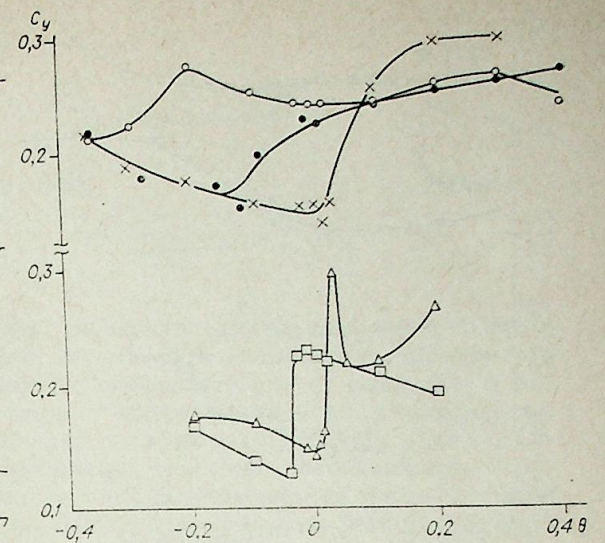


Рис. 5. Влияние вращения цилиндра на коэффициент подъемной силы, действующей на плоский экран, при $\bar{h} = 0,13$ и разных числах Рейнольдса. Обозначения такие же, как на рис. 2.

цилиндр — пластина. Влияние вращения цилиндра на распределение давления вдоль стенки трубы практически незаметно.

Коэффициент подъемной силы. С целью лучшего понимания взаимодействия вращающегося цилиндра с экраном были рассчитаны коэффициенты C_y подъемной силы, действующей на весь экран и на отдельные его участки. Результаты для различных \bar{h} при $\theta = 0$ приведены в таблице, из которой видно, что наибольший вклад создает узкий участок, расположенный непосредственно под цилиндром ($|\bar{x}| \leq 0,5$).

Рассмотрим влияние вращения на коэффициент C_y , рассчитанный по всей длине пластины, а также на коэффициент C_y^0 — в области непосредственно под цилиндром. Для этой цели используем схемы отрывного обтекания вращающегося цилиндра вблизи экрана (рис. 4), которые построены аналогично схемам, предложенным в [4] для объяснения особенностей поведения аэродинамических сил, действующих на одиночный цилиндр.

Согласно [4], на той стороне цилиндра, где направления набегающего потока и окружной скорости совпадают, относительное число Рейнольдса снижается, а на стороне, где эти скорости противоположны, наоборот, $Re_{отн}$ увеличивается (см. [1], соотношение (4)). При докритических режимах обтекания уменьшение $Re_{отн}$ влечет за собой затягивание ламинарного отрыва к турбулентному (см. схему на рис. 4). Если же число Re набегающего потока больше $Re_{кр}$, то на стороне, где $Re_{отн}$ снижается, возможен обратный переход от турбулентного отрыва к ламинарному.

При наличии экрана картина обтекания качественно сохраняется, хотя из-за поджатия потока и его ускорения в канале между цилиндром

Пределы суммирования		Коэффициент подъемной силы C_y			
\bar{x}_1	\bar{x}_2	$\bar{h}=0,01$	0,13	0,33	0,80
-0,53	0,47	0,84	0,80	1,06	0,47
-1,03	1,07	0,50	0,51	0,68	0,39
-2,03	2,07	0,34	0,31	0,40	0,26
-5,33	3,20	0,21	0,16	0,21	0,14

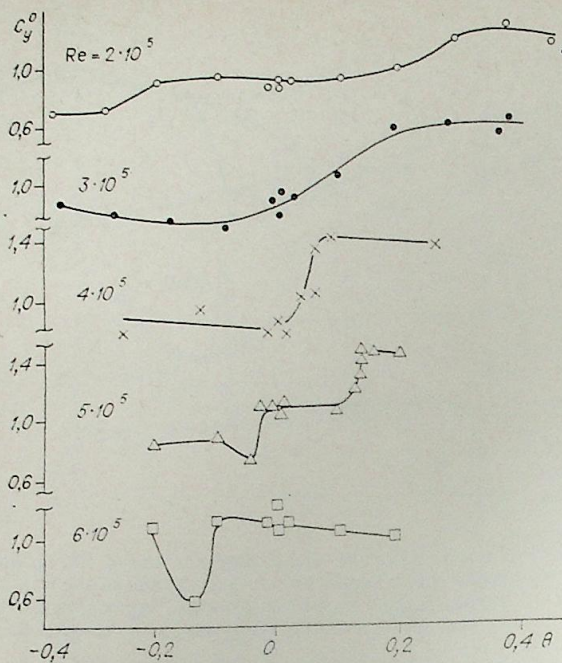


Рис. 6. Зависимость $C_y^0(\theta)$ при $\bar{h} = 0,33$ и различных Re . Обозначения такие же как на рис. 2.

и экраном наблюдаются достаточно сильные количественные изменения таких характеристик, как положение точек отрыва и значения $\theta_{кр}$, при которых эти точки резко смещаются под влиянием перехода в пограничном слое.

В качестве примера рассмотрим поведение коэффициентов $C_y(\theta)$ и $C_y^0(\theta)$ при $\bar{h} = 0,13$ и $0,33$ (соответственно рис. 5 и 6). Вращение цилиндра при $Re = 3 \cdot 10^5$, $\theta < 0$ приводит к смещению точки отрыва потока из положения Л в Т на верхней стороне

цилиндра (рис. 4, в). Это смещение слабо отражается на локальной величине — разрежении под цилиндром в точке $\bar{x} = 0$ (см. рис. 3, б), но за счет общего изменения кривой $\bar{p}(\bar{x})$ вдоль экрана заметно сказывается на интегральной величине — коэффициенте $C_y(\theta)$. При $\theta > 0$ резкие изменения C_y отсутствуют, но с ростом θ увеличивается C_y^0 — в соответствии с уменьшением давления под цилиндром при переходе точки отрыва из Л в Т на нижней его стороне (рис. 4, а). При достаточно больших закритических числах $Re \geq 6 \cdot 10^5$ и $\theta < 0$ происходит резкое смещение точки отрыва из положения Т в Л на нижней стороне цилиндра (рис. 4, з), хорошо заметное на графиках как $\bar{p}(\theta)$, так и $C_y(\theta)$. Вращение при $\theta > 0$ слабо влияет на C_y . Изменение коэффициента C_y^0 также удовлетворительно объясняется представленными схемами.

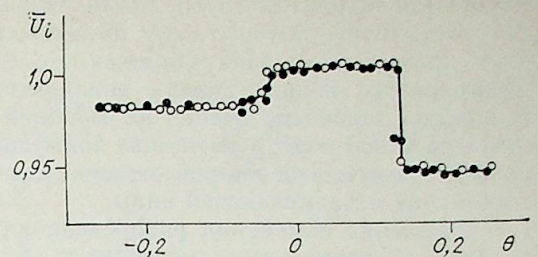
Некоторое исключение составляют случаи $Re = 4 \cdot 10^5$ и $5 \cdot 10^5$, когда при отсутствии вращения на нижней стороне цилиндра реализуются режимы обтекания, соответствующие меньшим числам Рейнольдса (докритический режим при $Re = 4 \cdot 10^5$ и критический при $Re = 5 \cdot 10^5$). В этих условиях применимы схемы, соответствующие действительным режимам обтекания отдельно для нижней и верхней сторон цилиндра.

Определенный интерес представляет также обнаруженное явление, характеризующееся значительным перераспределением потока вблизи цилиндра под влиянием обратного смещения точек отрыва на верхней его стороне при некоторых расстояниях до экрана, в частности при $\bar{h} = 0,33$ и $Re = 5 \cdot 10^5$. В этом случае при $\theta > 0$ наблюдается достаточно резкое уменьшение давления под цилиндром с соответствующим увеличением C_y^0 (см. рис. 3 и 6), что на первый взгляд не вполне согласуется со схемой на рис. 4, б и свидетельствует о перераспределении некоторой части потока из области над цилиндром в конфузорную область между цилиндром и экраном. При этом давление на верхней стенке аэродинамической трубы практически не меняется, но уменьшается скорость потока на входе в рабочую часть (рис. 7). Дополнительное ускорение потока в области под цилиндром приводит к увеличению разрежения в этой области, что вызывает резкое уменьшение подъемной силы цилиндра с появлением большой подсосывающей силы.

Следует отметить, что все эти эффекты наблюдаются при тех значениях θ , где возникает гистерезисная петля аэродинамических сил на ци-

Рис. 7. Скорость потока на входе в рабочую часть аэродинамической трубы при $Re = 5 \cdot 10^5$ и $\bar{h} = 0,33$.

○, ● — при измерениях сил X, Y соответственно.



линдре, т. е. вблизи $\theta_{кр}$ (см. [4]) и преимущественно в области $\theta > 0$, $Re \geq Re_{кр}$, $0,1 < \bar{h} \leq 0,8$. При $\theta < 0$ такие явления выражены менее ярко.

Таким образом, в настоящем сообщении определены аэродинамические силы, действующие на экран, установлены основные закономерности их изменения, которые согласуются с поведением сил на цилиндре, в том числе при его вращении, что позволяет использовать экран в качестве дополнительного средства исследования течения на цилиндре. Для объяснения особенностей обтекания цилиндра с экраном в большинстве случаев применима схема отрывных течений, предложенная ранее для одиночного вращающегося цилиндра. Обнаружено явление резкого увеличения скорости потока в зазоре между цилиндром и экраном при некоторых режимах вблизи $\theta_{кр}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ *

Характер обтекания невращающегося кругового цилиндра, расположенного вблизи плоского экрана, существенно отличается от обтекания цилиндра в неограниченном потоке. Эти отличия проявляются уже при расстояниях порядка диаметра цилиндра ($\bar{h} \approx 1$) и особенно сильно при $\bar{h} \leq 0,5$. Изменяются такие характеристики, как распределение давления по поверхности цилиндра, величины максимальных амплитуд и доминирующих частот его пульсаций, положение передней критической точки, расположение и ширина характерных зон (положительного коэффициента давления, максимального разрежения, донного давления) и, в конечном счете, коэффициенты сопротивления и подъемной силы.

Как и при отсутствии экрана, эти изменения определяются главным образом характеристиками пограничного слоя на цилиндре [5]. При этом сильное влияние оказывают изменения местных скоростей потока в зазоре между цилиндром и экраном. При $\bar{h} < 0,1$ на поведение аэродинамических характеристик цилиндра могло сказываться также влияние пограничного слоя на пластине-экране. В данных испытаниях подробные измерения внутри этого диапазона \bar{h} и исследования влияния пограничного слоя на экране не проводились. Величина «критического» расстояния $\bar{h} \approx 0,1$ получена для конкретных условий испытаний. В других условиях, например над бесконечным экраном, она может быть иной.

Приближение цилиндра к экрану качественно отражается на распределении давления так же, как и его вращение в положительном направлении (по часовой стрелке, если поток направлен слева, а экран располагается под цилиндром), кроме моментов перехода через $\theta_{кр}$. В частности, передняя критическая точка и зона положительного коэффициента давления сдвигаются к экрану, что наряду с другими изменениями давления приводит к появлению циркуляции и возникновению отталкивающей силы $Y > 0$, направленной вверх при указанном расположении цилиндра и экрана.

Появление отталкивающей силы с первого взгляда кажется неожиданным. В самом деле, всем хорошо известен «эффект двух кораблей», идущих параллельным или встречным курсом близко друг к другу. Такое соседство иногда приводило к столкновению кораблей. Появление притягивающей силы объясняется законом Бернулли. Следует помнить при этом, что нос корабля является линией раздела потока. Возможные

* По материалам работ [1, 2] и данного сообщения.

изменения положения этой линии оказывают пренебрежимо малое влияние на результирующую силу по сравнению с тем вкладом, который создает протяженная зона пониженного давления между кораблями. Для цилиндра же вблизи экрана дополнительное разрежение, возникающее вследствие поджатия потока на ближней к экрану стороне цилиндра, действует в узкой зоне, а смещение зоны повышенного давления вместе с переносом критической линии в сторону экрана вносит существенный вклад в создание отталкивающей силы.

Динамика изменения распределения давления на цилиндре при различных относительных расстояниях \bar{h} и числах Рейнольдса показана в работе [2, рис. 1—4]. С увеличением скорости потока наблюдается уже известный результат: при $Re \rightarrow Re_{кр}$ даже в случае симметричного распределения давления на верхней и нижней сторонах цилиндра оказывается несимметричным, возникает действующая на цилиндр подъемная сила.

По мере приближения к экрану несимметричность обтекания возрастает: зона действия отрицательного коэффициента давления на стороне, ближней к экрану, сужается, зато степень разрежения заметно возрастает. Экстремальные значения \bar{p}_{min} наблюдаются при $\bar{h} \approx 0,1$, с дальнейшим сужением зазора происходит наиболее резкое уменьшение \bar{p}_{min} , особенно на нижней стороне цилиндра, где при $\bar{h} = 0,01$ коэффициент $\bar{p}_{min} = -5,5$. При этом значении \bar{h} передняя критическая точка сдвигается вниз на максимальный угол $\varphi \approx 14 \div 20^\circ$, зона положительного коэффициента давления существенно расширяется, что происходит вплоть до полного соприкосновения цилиндра с пластиной. При этом пик разрежения сдвигается по потоку на нижней поверхности и против потока — на верхней.

Донное давление, в значительной мере определяющее величину полного сопротивления цилиндра, удовлетворительно согласуется с известными данными при обтекании как изолированного цилиндра, так и цилиндра вблизи экрана (см. [2, рис. 6]). При всех $\bar{h} \leq 0,1$ коэффициент донного давления $\bar{p}_{дон} = -(1,1 \div 1,2)$ и не зависит от числа Рейнольдса в испытанном диапазоне его изменения. При $\bar{h} \geq 0,33$ разрежение за цилиндром закономерно уменьшается при переходе к закритическим режимам обтекания.

Весьма интересно изменяется положение точек отрыва на цилиндре при приближении его к экрану. Качественная и количественная эволюция указанных точек наглядно показана на диаграммах [2, рис. 8]. Видно, что положение точек отрыва на нижней и верхней сторонах цилиндра сложным образом определяется как режимом течения, так и расстоянием до экрана. Опыты подтвердили полученный ранее результат, что для изолированного гладкого цилиндра в малотурбулентном потоке критическое число Рейнольдса $Re_{кр} = 4 \cdot 10^5$.

При минимальном расстоянии до экрана $\bar{h} = 0,01$ положение точек отрыва на нижней и на верхней сторонах цилиндра не зависит от числа Re [2, рис. 7]. Другими словами, при очень малом расстоянии до экрана сопротивление цилиндра становится стабильным или близким к нему. Этот вывод подтверждается как расчетом сопротивления по распределению давления, так и весовыми измерениями полного сопротивления центральной секции цилиндра [1, рис. 7].

При всех расстояниях \bar{h} коэффициент C_x уменьшается с ростом числа Re вплоть до $Re = 4 \cdot 10^5$, после чего несколько повышается. Однако величина и характер изменения C_x зависят от \bar{h} . Наиболее резкие изменения C_x наблюдаются в критической области чисел Re при $\bar{h} > 0,1$. Они объясняются нестационарным и несимметричным положением точек отрыва потока.

Диаграммы на рис. 8 наглядно показывают изменение вектора действующей на цилиндр результирующей силы. При до- и закритических режимах обтекания максимальные значения коэффициента C_R и углы его наклона к направлению набегающего потока достигаются при минимальных расстояниях до экрана, а в области критического режима — при

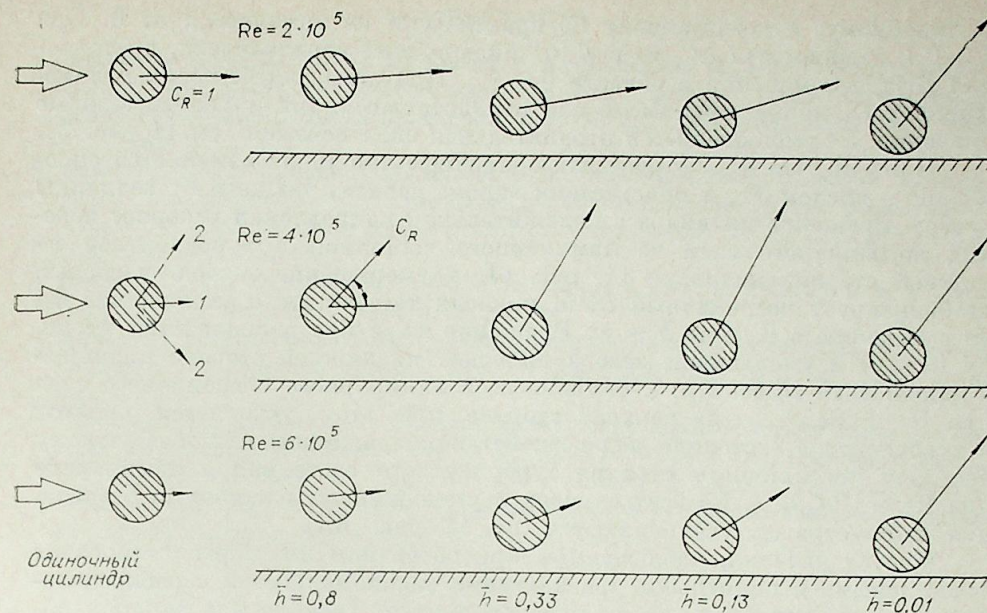


Рис. 8. Вектор результирующей силы на цилиндре при различных условиях обтекания.

1 — среднее значение, 2 — максимальные мгновенные значения.

$\bar{h} = 0,13$. В зоне $Re = 4 \cdot 10^5$ с приближением к экрану наблюдается не-монотонность изменения результирующей силы.

В опытах получены обширные данные по амплитудам и частотам пульсаций давления на поверхности цилиндра при различных расстояниях до экрана и режимах течения, часть из которых приведена в [2]. Из этих данных следует, во-первых, что максимальные значения коэффициента пульсаций давления достигают больших величин: они колеблются в пределах от 0,4 до 1,1 на верхней поверхности и от 0,4 до 0,9 — на нижней; по мере удаления цилиндра от экрана они уменьшаются (см. [2, рис. 12]).

Во-вторых, положение зон максимальных пульсаций давления (МПД) по отношению к точкам отрыва потока неоднозначно, оно зависит как от числа Re , так и от расстояния \bar{h} . Так, например, при $Re = 2 \cdot 10^5$ и относительно больших зазорах МПД наблюдаются в области критической точки ($\varphi = 180^\circ$). С уменьшением зазора и увеличением Re положение МПД сдвигается вперед по потоку. На критических и закритических режимах при любых расстояниях до экрана МПД достигаются в предотрывной зоне. При минимальном расстоянии $\bar{h} = 0,01$ при всех числах Re МПД располагаются перед точками отрыва.

Отметим, что относительная стабильность величины числа Струхала, построенного по доминирующим частотам колебаний давления на поверхности цилиндра, имеет место только для условий симметричного обтекания, причем $Sh = 0,20 \pm 0,03$. По мере приближения цилиндра к экрану и уменьшения числа Рейнольдса существенно возрастают числа Струхала, достигая значений $Sh = 0,47$ при $Re = 2 \cdot 10^5$.

Влияние вращения на силы, действующие на цилиндр, рассмотрено в [1]. Показано, что изменения коэффициентов подъемной силы и сопротивления вращающегося цилиндра вблизи экрана зависят в общем случае от числа Рейнольдса, расстояния \bar{h} , от величины и знака параметра вращения θ . Влияние зазора, как и в случае невращающегося цилиндра, качественно различно в областях $\bar{h} < 0,1$ и $\bar{h} > 0,1$. При очень малых зазорах ($\bar{h} < 0,1$) зависимости $\Delta C_y(\theta)$ имеют наиболее простой вид, близкий

к линейному, а коэффициент C_x практически не изменяется от θ . При $\bar{h} > 0,1$, зависимости $\Delta C_y(\theta)$ и $C_x(\theta)$ имеют более сложный вид, претерпевающая резкие изменения в области $\theta = \theta_{кр}$. При этом для больших \bar{h} коэффициент C_y может принимать как отрицательные, так и положительные значения, а с уменьшением \bar{h} отрицательная сила исчезает (см. [1, рис. 3]).

Найдено, что $\theta_{кр}$, которое для одиночного цилиндра изменяется значительно с числом Re , в присутствии экрана зависит также и от величины зазора. Вращение цилиндра в положительном направлении ускоряет переход пограничного слоя из ламинарного состояния в турбулентное на нижней стороне цилиндра [1, рис. 6], а уменьшение зазора, наоборот, стабилизирует пограничный слой, приводя тем самым к увеличению $\theta_{кр}$ по сравнению с $\theta_{кр}$ при $\bar{h} \rightarrow \infty$. Вращение же в противоположную сторону ($\theta < 0$) и уменьшение зазора приводят на нижней стороне цилиндра к одинаковым эффектам: к стабилизации ламинарного пограничного слоя при $Re < (Re_{кр})_{\theta=0}$ (на верхней стороне при этом ускоряется переход в турбулентное состояние под воздействием вращения) или к обратному переходу пограничного слоя из турбулентного состояния в ламинарное при $Re > (Re_{кр})_{\theta=0}$. Во всех случаях с уменьшением расстояния \bar{h} значения параметра $\theta_{кр}$ увеличиваются (см. [1, рис. 6]).

Многие явления, наблюдаемые при обтекании цилиндра, становятся более ясными и понятными при изучении закономерностей в распределении и изменении давления на плоском экране. Течение над экраном обнуждено режимом обтекания цилиндра и расстоянием до него. На той части пластины, которая находится перед цилиндром, создается повышенное давление, за цилиндром — разрежение, максимальное значение (пик) которого располагается непосредственно под цилиндром. По мере приближения цилиндра к экрану пик разрежения растет по абсолютной величине и сдвигается против потока от внешней кромки цилиндра к его оси. Заметим, что аналогичная картина изменения давления на экране и на неподвижном цилиндре в присутствии экрана, так же как и изменение величины подъемной силы и сопротивления цилиндра при указанных условиях, но только при существенно докритическом числе $Re = 2,6 \cdot 10^4$, представлены в недавно опубликованной работе [6].

Вращение цилиндра, как и изменение числа Рейнольдса, заметно сказывается на распределении давления на пластине при $\bar{h} > 0,1$: наблюдаются довольно резкие изменения давления под цилиндром, обусловленные столь же резкими изменениями давления на самом цилиндре; при $\bar{h} \approx 0,01$ давление на пластине, как и на цилиндре, слабо зависит от Re и θ .

Наглядной характеристикой обтекания пластины в присутствии цилиндра служит коэффициент действующей на нее нормальной силы. Как и пик разрежения на пластине, он сложным образом зависит от всех основных параметров течения.

Для описания поведения коэффициентов \bar{p} , C_y при $\bar{h} \geq 0,1$ использована схема отрывных течений на вращающемся одиночном цилиндре [4], расширенная на случай близкорасположенной пластины. Эта схема хорошо объясняет появление ступенек на кривых $C_y(\theta)$, которые связаны с соответствующими смещениями точек отрыва потока на нижней и верхней сторонах цилиндра.

Поскольку схема отрывных течений позволяет объяснить изменение сил прежде всего на самом цилиндре, то представляется целесообразным более подробно исследовать картину течения на нем, для чего необходимо измерить распределение давления при вращении и визуализировать положение зон перехода и отрыва пограничного слоя. Кроме того, необходимо исследовать обтекание вращающегося цилиндра как одиночного, так и вблизи экрана, в условиях свободного потока.

Институт теоретической
и прикладной механики
СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
6/VIII 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Коваленко В. М., Бычков Н. М., Кисель Г. А., Диковская Н. Д. Обтекание вращающегося и неподвижного кругового цилиндра вблизи плоского экрана. Сообщение 1. Аэродинамические силы на цилиндре.— Изв. СО АН СССР, 1983, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.
2. Коваленко В. М., Бычков Н. М., Кисель Г. А., Диковская Н. Д. Обтекание вращающегося и неподвижного кругового цилиндра вблизи плоского экрана. Сообщение 2. Характеристики обтекания неподвижного цилиндра.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 1. Сер. техн. наук, вып. 1.
3. Bearman P. W., Zdravkovich M. M. Flow around a circular cylinder near a plane boundary.— J. Fluid Mech., 1978, v. 89, part 1.
4. Бычков Н. М., Коваленко В. М. Аэродинамические силы на вращающемся гладком цилиндре в поперечном потоке.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
5. Бычков Н. М., Коваленко В. М. Аэродинамические характеристики кругового цилиндра в поперечном потоке.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
6. Liu C. Y., Ismail K. A. R. Turbulent Flow Around a Circular Cylinder Near a Wall.— Proceedings of the Ninth Canadian Congress of Applied Mechanics, University of Saskatchewan, Saskatoon, 1983, May 30 — June 3.

Г. Е. СТУРОВ

О ВЛИЯНИИ ЗАКРУТКИ ПОТОКА
НА ПРОЦЕССЫ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕНОСА

Закрутка потока широко используется в различных технических устройствах. В зависимости от назначения промышленных аппаратов требуется получать в них интенсивные (топки, сушилки, теплообменники) или ослабленные (гидро- и аэроциклоны, сепараторы, плазмотроны) процессы турбулентного переноса. Воздействие центробежных сил на турбулентность в известной мере подобно влиянию стратификации на турбулентное течение неоднородной жидкости [1, 2].

Метод Рэлея [3] наряду с методом малых возмущений дает простую и наглядную оценку условий устойчивости потока. Рэлей рассматривал вопрос об устойчивости установившегося вязкого вращающегося течения относительно осесимметричных возмущений. Он нашел, что в этом случае условие устойчивости имеет вид

$$\frac{d(rV)^2}{dr} \geq 0, \quad (1)$$

т. е. вращение жидкости устойчиво, если квадрат циркуляции (или момент количества движения по окружности на единицу объема среды) всюду возрастает по направлению от центра к периферии, и неустойчиво в противном случае (r — радиальная координата, V — вращательная скорость). Предположение об осесимметричности возмущений сильно суживает класс возможных возмущений и не соответствует в полной мере их случайности в природе. Поэтому следует ожидать, что из-за сужения класса рассматриваемых возмущений условие (1) является оценкой снизу, т. е. при $\frac{d(rV)^2}{dr} < 0$ движение вращающегося потока будет заведомо неустойчивым. Соотношение Рэлея может быть получено из условия сохранения момента количества жидкой частицы при ее случайном перемещении в радиальном направлении [1]. Если предположить, что в турбулентном круговом течении момент количества элемента жидкости при его случайном (вследствие турбулентных пульсаций) радиальном перемещении сохраняется, то выражение (1) может служить для определения областей стабилизирующего и дестабилизирующего воздействия центробежных сил на турбулентность.

В [4] предполагается, что при случайном перемещении некоторого элемента жидкости сохраняется его угловая скорость. В [5] также делается вывод, что во вращающихся турбулентных течениях можно говорить о переносе угловой скорости частицы жидкости в таком же смысле, что и о переносе импульса в прямолинейных потоках. В этом случае условие, при котором вследствие действия центробежных сил турбулентное движение подавляется, имеет вид

$$\frac{d(V/r)}{dr} \geq 0. \quad (2)$$

По этому условию закрутка потока по закону вращения твердого тела представляет собой случай нейтральной (безразличной) «стратификации».

Однако прямыми термоанемометрическими измерениями [6] установлено, что вращение канала вокруг своей оси приводит к уменьшению интенсивности пульсаций скорости. Таким образом, следует ожидать, что критерий (2) является оценкой сверху, т. е. если $\frac{d(V/r)}{dr} \geq 0$, то воздействие центробежных сил на турбулентность заведомо консервативно; это подтверждает гипотезу об определяющей роли неоднородности поля массовых сил, высказанную в [7].

В установившемся криволинейном потоке любой элемент жидкости находится в равновесии, если центробежная сила, действующая на этот элемент, уравновешивается радиальным градиентом давления. Центробежную силу можно рассматривать как силу, обусловленную радиальным «гравитационным» полем [4]. Таким образом, если центробежная сила возрастает с увеличением радиуса (устойчивая «стратификация»), то любое случайное радиальное перемещение элементов жидкости будет связано с совершенем работы против результирующей центробежной силы. Действительно, элементы, получившие перемещение во внутренние слои, тотчас же будут отбрасываться назад, так как центробежная сила, действующая на них в новом слое, больше уравновешивающегося градиента давления. (Предполагается, что при случайном перемещении некоторого элемента жидкости действующая на него центробежная сила сохраняется.) Противоположная картина будет наблюдаться при уменьшении центробежной силы с ростом радиуса. Таким образом, условие стабилизирующего воздействия центробежных сил имеет вид

$$\frac{d(V^2/r)}{dr} \geq 0. \quad (3)$$

В качестве примера рассмотрим течение, профиль вращательной скорости в котором задан степенным законом $V \sim r^n$. При $n = -1$ реализуется вращение по закону постоянства циркуляции, при $n = 0$ обеспечивается постоянство окружной скорости по радиусу, а при $n = 1$ — закрутка по закону вращения твердого тела. Стабилизирующее воздействие центробежных сил осуществляется по (1) при $n \geq -1$, по (2) при $n \geq 1$, по (3) при $n \geq 0,5$. Таким образом, при выборе и конструировании устройств, осуществляющих закрутку потока в промышленных аппаратах, следует учитывать условие (3).

Институт гидродинамики СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
12/VII 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Устименко Б. П. Процессы турбулентного переноса во вращающихся течениях. Алма-Ата: Наука, 1977.
2. Veronis G. The analogy between rotating and stratified fluids.— Annual Review of Fluid Mechanics, 1970, v. 2.
3. Rayleigh V. W. S. On the dynamics of revolving fluids.— Proc. of the Royal Society, 1916, v. 6A.
4. Кишин Б. Р. Универсальное подобие скоростей в полностью турбулентных вращающихся потоках.— Прикладная механика. Труды американского общества инженеров-механиков (русский перевод), 1967, т. 34, № 2.
5. Рочино А., Лэвэн З. Аналитическое исследование несжимаемого закрученного потока в неподвижных трубах.— Прикладная механика. Труды американского общества инженеров-механиков (русский перевод), 1969, т. 36, № 2.
6. Борисенко А. И., Костиков О. Н., Чумаченко В. И. Экспериментальное исследование турбулентных характеристик потока во вращающемся канале.— ИФЖ, 1973, т. XXIV, № 6.
7. Щукин В. К. Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил. М.: Машиностроение, 1970.

В. В. КОЗЛОВ, М. П. РАМАЗАНОВ

ВОЗНИКНОВЕНИЕ И РАЗВИТИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ В ОТОРВАВШЕМСЯ ТЕЧЕНИИ ПУАЗЕЙЛЯ ЗА УСТУПОМ

Плоскопараллельное обтекание с отрывом несжимаемой жидкостью уступа при течении в канале, когда поток параллелен плоскости стенок до уступа и вдали за ним, можно, по-видимому, отнести к наиболее простому классу отрывных течений, поскольку точка отрыва потока является фиксированной, а направление сходящего с кромки уступа течения остается параллельным плоскости стенки за уступом. Известен ряд работ по исследованию отрыва ламинарного слоя за уступом [1—4], но в этих работах не ставилась задача о возникновении и развитии возмущений в такого рода течениях, а, как известно из работы [5], собственные возмущения, развивающиеся в области отрыва, могут приводить к существенной перестройке структуры течения в этой области. В работе [6] показано, что под воздействием акустических возмущений в области отрыва пограничного слоя возникают собственные возмущения типа волн Толлмина—Шлихтинга.

В данной работе ставилась задача исследования оторвавшегося течения Пуазейля за уступом, развития возмущений в нем и влияния акустических возмущений на структуру потока.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

Для исследования отрыва за уступом был изготовлен прямоугольный канал из оргстекла с размерами: длина — 4 м; ширина — 0,015 м; высота — 0,4 м. На расстоянии $X_0 = 3$ м от входа в канал располагался уступ, на котором ширина канала увеличивалась в 2 раза. Канал устанавливался в рабочую часть малотурбулентной аэродинамической трубы Т-324 ИТПМ СО АН СССР.

Поле течения изучалось с помощью термоанемометра постоянной температуры типа 55D01 с линейризатором 55D10. Датчик термоанемометра имел чувствительный элемент длиной 2 мм из вольфрамовой проволоки диаметром 6 мкм. С помощью координатного устройства датчик мог перемещаться вдоль потока по оси X (рис. 1) с точностью 0,1 мм и поперек потока по оси Y с точностью 0,01 мм.

Для введения в поток звуковых возмущений нужной интенсивности служила акустическая система на базе динамического громкоговорителя 2A9, которая устанавливалась в диффузоре аэродинамической трубы в 10 м вниз по потоку. Уровень акустического фона в районе уступа контролировался измерительным микрофоном МК-102 в комплекте с шумомером PSI-202. На акустическую систему подавался синусоидальный сигнал заданной частоты от звукового генератора ГЗ-34. Частота сигнала контролировалась частотомером ЧЗ-34А. Средняя скорость течения определялась с помощью цифрового интегрирующего вольтметра В7-16. Величина пульсационной составляющей скорости измерялась среднеквадратичным вольтметром 55D35 и анализатором спектра FАТ-1 в узкой полосе 4Гц. Для визуального контроля формы пульсаций и фазовых измерений турбулентности потока в рабочей части трубы Т-324, а также из-за большого поджатия потока (в 27 раз) во входном конфузоре, удалось снизить степень турбулентности в канале перед уступом до 0,1%. Эксперименты

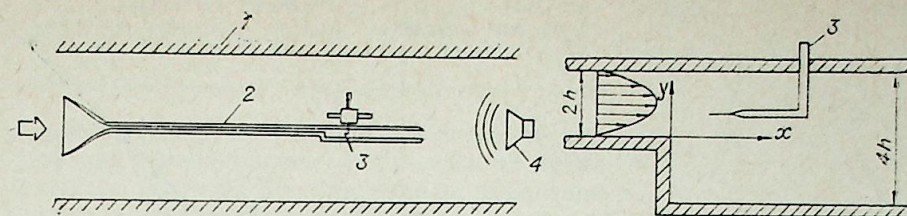


Рис. 1. Схема эксперимента.

1 — рабочая часть трубы Т-324; 2 — канал; 3 — датчик термоанемометра; 4 — акустическая система.

в основном проводились при числе Рейнольдса, равном 1630, которое определялось по полуширине канала h и максимальной скорости в канале перед уступом U_c . В диапазоне чисел Рейнольдса от 500 до 3500 в непосредственной близости от уступа на $X - X_0 = -10$ мм измерения профилей средней скорости показали, что в канале реализуется течение Пуазейля, которое затем отрывается.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЕСТЕСТВЕННОГО ПЕРЕХОДА В ОТОРВАВШЕМСЯ ТЕЧЕНИИ ПУАЗЕЙЛЯ

В области отрыва за уступом, как показали термоанемометрические измерения, естественные возмущения, присутствующие в потоке, начинают нарастать и довольно быстро приводят к переходу к турбулентности. Примерно на расстоянии шести калибров от уступа вниз по потоку ($X - X_0 = 90$ мм) уровень возмущений u'/U_c плавно увеличивается от 0,1 до 4%, а затем наступает быстрый рост возмущений и уже на $X - X_0 = 110$ мм их уровень составляет 15% от средней скорости потока. На расстоянии $X - X_0 = 140$ мм течение турбулизуется по всему сечению (по Y), хотя профиль средней скорости еще не приобрел вид турбулентного. Спектральные измерения, проведенные в различных точках по координате X в районах максимума возмущений (по координате Y), (рис. 2), дают нам представление о пространственном развитии возмущений в данном течения. Спектр возмущений, полученный в районе уступа, имеет два максимума в районе низких частот порядка 10 и 30 Гц, а также два пика на частотах 150 и 200 Гц, связанные с сетевыми наводками в измерительной аппаратуре. Хотя в этом сечении низкочастотные возмущения с частотами 10—30 Гц на порядок превышают по интенсивности остальные, все же не они играют главную роль в процессе перехода к турбулентности, как можно видеть ниже по течению. После уступа в отрывном течении начинает нарастать пакет волн с частотами порядка 50 ÷ 80 Гц, и скорость нарастания этих волн при

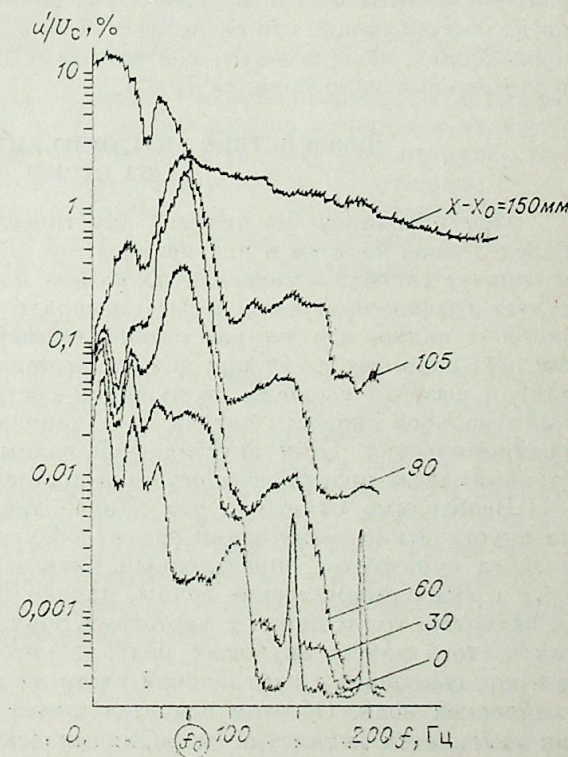


Рис. 2. Спектры возмущений на различных расстояниях $X - X_0$ от уступа, $Re = 1630$.

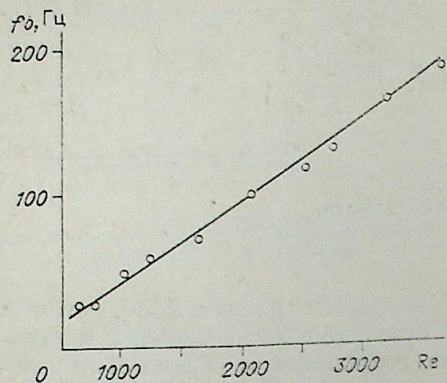


Рис. 3. Зависимость центральной частоты пакета нарастающих колебаний от скорости потока.

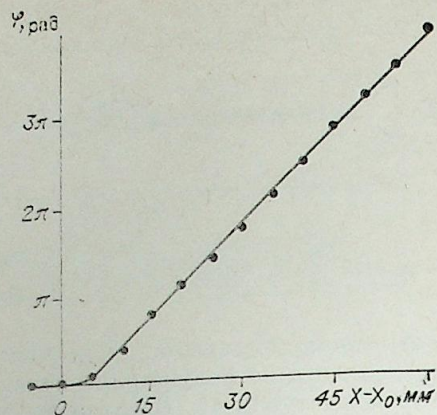


Рис. 4. Изменение фазы волны по продольной координате, $Re = 1630$; $f = 73$ Гц; $A_{зв} = 92$ дБ.

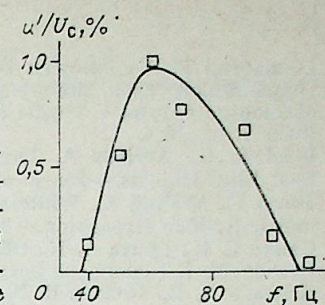
движении вниз по потоку значительно превышает скорость нарастания всех других возмущений, в том числе и с частотами 10—30 Гц. Если в сечении $X - X_0 = 0$ интенсивность указанного пакета волн в 15 раз меньше низкочастотной части спектра, то в сечении $X - X_0 = 90$ мм его интенсивность уже в 15 раз выше, чем у остальной части спектра. Таким образом, в течении с отрывом выделяется из фоновых возмущений пакет неустойчивых волн, развитие которого и приводит к турбулентности. В спектре, полученном в сечении $X - X_0 = 150$ мм, данный пакет неустойчивых волн уже не наблюдается, так как в этом сечении произошел переход к турбулентности и спектр имеет вид пологого турбулентного спектра, интенсивность которого плавно уменьшается в высокочастотной части. В ходе экспериментов было обнаружено, что при увеличении скорости потока центральная частота пакета неустойчивых волн смещается в сторону более высоких частот. На рис. 3 приведена зависимость центральной частоты пакета неустойчивых волн от числа Рейнольдса, наглядно иллюстрирующая это свойство течения. Числу $Re = 1630$, при котором проводились эксперименты, соответствует центральная частота f_0 пакета неустойчивых волн порядка 70 Гц.

ВОЗДЕЙСТВИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ОТРЫВ

При наложении на течение акустических гармонических колебаний определенной частоты и интенсивности в потоке, как показали измерения, возникает гидродинамическая волна той же частоты. Об этом свидетельствует график изменения фазы сигнала с термоанемометра (рис. 4), на котором видно, что на расстоянии примерно 5 мм ниже уступа фаза сигнала начинает расти при движении вниз по потоку. При этом рассчитанная фазовая скорость возмущения составляет примерно половину от максимальной скорости потока, т. е. данная волна относится к типу гидродинамических. (Для акустической волны этой частоты на таких расстояниях фаза практически остается постоянной.)

Необходимо отметить, что данное течение неодинаково отзывается на акустические возмущения различной частоты. При данном числе Рейнольдса существует определенный диапазон частот, которые преобразуются в гидродинамические волны, причем наиболее хорошо преобразуются звуковые возмущения с частотами порядка 60—70 Гц, т. е. центральная частота пакета звуковых волн, к которым наиболее чувствительно течение, совпадает с центральной частотой пакета неустойчивых гидродинамических волн. Об этом свидетельствует рис. 5, на котором показано, как изменяется амплитуда гидродинамических волн в фиксированной точ-

Рис. 5. Диапазон неустойчивости отрывного течения к гидродинамическим волнам, возбуждаемым звуком, $Re = 1630$; $X - X_0 = 30 \div 45$ мм.



ке пространства при изменении частоты акустических монохроматических колебаний интенсивностью $A_{зв} = 92$ дБ. Эта кривая, характеризующая восприимчивость течения к звуковым возмущениям, имеет максимум в районе 70 Гц.

Гидродинамические волны, возбуждаемые звуком, приводят к сильному искажению течения за уступом. На рис. 6, а приведено сравнение профилей средней скорости в области отрыва в присутствии искусственно введенных возмущений и без них. Хорошо видно, что возмущения сильно укорачивают застойную зону за уступом, а зона отрыва, возникающая у верхней стенки, сдвигается вверх по потоку. Таким образом, ядро потока как бы оттесняется к нижней стенке.

Такое сильное влияние возмущений на структуру потока уже отмечалось в течениях с отрывом пограничного слоя (см. [5—7]). При этом, как правило, в профиле возмущений появляется дополнительный максимум (см. рис. 6, б) на границе застойной зоны, который колеблется в про-

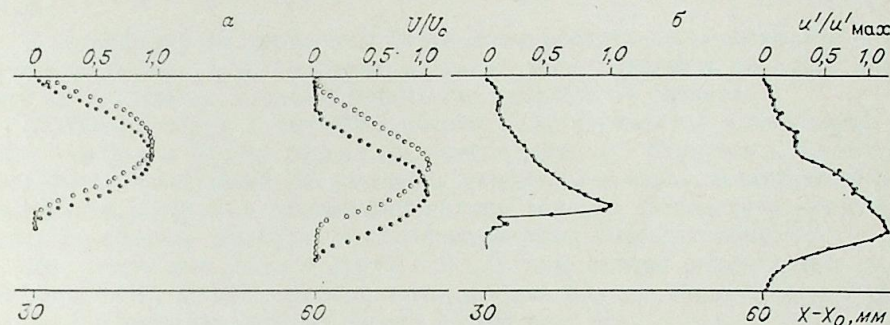


Рис. 6. Профили средней скорости (а) и возмущений (б) в области отрыва, $Re = 1630$; $f = 73$ Гц; $A_{зв} = 92$ дБ.

— ○ — без искусственных возмущений; ● — в присутствии акустических колебаний.

тивофазе с основным максимумом. В данном случае профиль возмущений уже на расстоянии $X - X_0 = 30$ мм от уступа сильно отличается от асимметричного профиля, свойственного течению Пуазейля. Это отличие связано с тем, что скорость пространственного нарастания возмущений ниже уступа в отрывной зоне значительно больше, чем у верхней стенки. Поэтому нижний максимум быстро обгоняет в своем росте верхний, и на расстоянии $X - X_0 = 60$ мм верхний максимум уже не наблюдается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании изложенного можно сделать вывод о том, что оторвавшееся течение Пуазейля на ступеньке сильно неустойчиво к гидродинамическим возмущениям в определенном диапазоне частот, центральная частота которых линейным образом зависит от скорости потока. В присутствии акустических монохроматических колебаний в области отрыва генерируются гидродинамические волны той же частоты, которые в свою очередь сильно влияют на среднее течение в этой области. Чтобы получить модель внутреннего течения с отрывом, адекватную реальному процессу, необходимо рассматривать течение в тесной взаимосвязи с малыми возмущениями, всегда присутствующими в потоке.

Институт теоретической
и прикладной механики
СО АН СССР, Новосибирск

Поступила в редакцию
8/VII 1983

1. Гольдстин Р. Ж., Эриксен В. Л., Олсон Р. М., Эккерт Е. Р. Г. Отрыв ламинарного пограничного слоя, повторное присоединение и перестройка режима течения при обтекании уступа.— Труды Американского общества инженеров-механиков. Сер. D, 1970, т. 92, № 4.
2. Lead L. G., Acrivos A. The Effect of Base Bleed on the Steady Separated Flow Past Bluff Objects.— Journ. of Fluid Mech., Dec. 1969, v. 39.
3. Durst F., Melling A., Whitelaw J. H. Low Reynolds Number Flow Over a Plane Symmetric Sudden Expansion.— Journ. of Fluid Mech., June 1974, v. 64.
4. Спиха С. Н., Гупта А. К., Оберай М. М. Ламинарное отрывное обтекание уступов и каверн. Ч. I. Течение за уступом.— Ракетн. техн. и ком., 1981, т. 19, № 12.
5. Довгаль А. В., Козлов В. В., Косорыгин В. С., Рамазанов М. П. Влияние возмущений на структуру течения в области отрыва.— ДАН СССР, 1981, т. 258, № 1.
6. Довгаль А. В., Козлов В. В. Влияние акустических возмущений на структуру течения в пограничном слое с неблагоприятным градиентом давления.— Изв. АН СССР, МЖГ, 1983, № 2.
7. Довгаль А. В., Козлов В. В. Устойчивость отрывного течения при обтекании поверхности с точкой излома.— ДАН СССР, 1983, т. 270, № 6.

А. Б. ГАРЯЕВ, Х. КРАУЗЕ, В. П. МОТУЛЕВИЧ,
Э. Д. СЕРГИЕВСКИЙ, Б. ХАНЕЛ

РАСЧЕТ ТРЕХМЕРНОГО ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ ЛАМИНАРНОЙ
СВОБОДНОЙ СТРУИ, ВЫТЕКАЮЩЕЙ
ИЗ ПРЯМОУГОЛЬНОГО СОПЛА

В задачах сушки, вентиляции и конвективного теплообмена часто происходит истечение струи газа (жидкости) из прямоугольного сопла с конечным отношением длин сторон. Расчет таких течений более сложен, чем в случае плоской или осесимметричной струи, поскольку приходится рассматривать три проекции уравнений движения на оси координат.

В данной работе приведены результаты расчета поля скоростей ламинарной свободной струи жидкости (газа), вытекающей в спутный поток такой же жидкости, а также некоторые результаты расчета.

Движение струи и спутного потока рассматривается в некоторой области, имеющей форму параллелепипеда (рис. 1). Конечным расчетным сечением по продольной координате z считается сечение, в котором струя, расширяясь, достигает поперечных границ области. Вследствие симметрии задачи достаточно ограничиться рассмотрением четверти области.

Движение жидкости в струе и в спутном потоке описывается системой уравнений Навье—Стокса, которые для случая стационарного течения вязкой несжимаемой жидкости имеют вид

$$\begin{aligned} w \frac{\partial w}{\partial z} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right), \\ w \frac{\partial u}{\partial z} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \\ w \frac{\partial v}{\partial z} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right), \\ \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где w , u , v — составляющие вектора скорости соответственно с направлениями z , x , y .

Система уравнений (1) может быть упрощена благодаря следующим предположениям.

1. Течение в струе имеет одно преобладающее направление и является течением типа пограничного слоя (пограничный слой в данном случае будет пространственным), поэтому можно принять обычное в теории пограничного слоя допущение о малости члена со второй производной по продольной координате в проекции уравнения движения на ось z по сравнению с другими членами этого уравнения [1].

В этой работе также показано, что в проекциях уравнений движения на другие оси координат члены со второй производной составляющей скорости по продольной координате имеют второй порядок малости по сравнению с остальными членами этих уравнений. Таким образом, этими членами в уравнениях движения можно пренебречь.

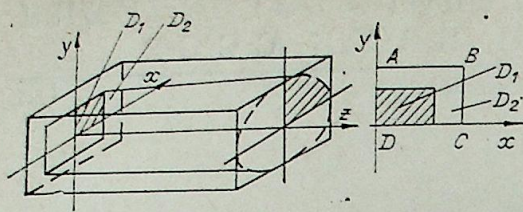


Рис. 1. Схема течения.
 D_1 — струя; D_2 — спутный поток.

2. Давление внутри струи полностью определяется давлением окружающего воздуха, поэтому отсутствует продольный градиент давления в направлении

оси z . Считается, что давление изменяется только вдоль поперечных осей координат. С принятыми допущениями система уравнений имеет вид (2).

$$\begin{aligned} w \frac{\partial w}{\partial z} &= -u \frac{\partial w}{\partial x} - v \frac{\partial w}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right), \\ w \frac{\partial u}{\partial z} &= -u \frac{\partial u}{\partial x} - v \frac{\partial u}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}, \\ w \frac{\partial v}{\partial z} &= -u \frac{\partial v}{\partial x} - v \frac{\partial v}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y}, \\ \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

В отличие от эллиптической системы уравнений (1) система уравнений (2) параболического типа [2]. Для решения такой системы нет необходимости ставить граничные условия в конце рассматриваемой области.

Граничные условия ставятся одновременно для струи и спутного потока, поскольку они описываются одной и той же системой уравнений (2).

Граничные условия в начальном сечении (см. рис. 1) имеют вид:

$$\begin{aligned} z=0 \quad w(x, y, 0) &= w_1, \quad x, y \in D_1, \\ w(x, y, 0) &= w_2, \quad x, y \in D_2, \\ u(x, y, 0) &= v(x, y, 0) = p(x, y, 0) = 0, \quad x, y \in D_1, D_2, \end{aligned}$$

где w_1 — выходная скорость струи из сопла; w_2 — скорость спутного потока.

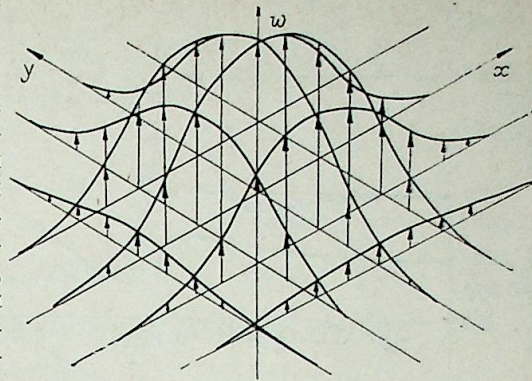
Граничные условия в других сечениях по z :

Граница	Условие
AB	$w = w_2, \quad u = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad p = 0,$
BC	$w = w_2, \quad \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad v = 0, \quad p = 0,$
CD	$\frac{\partial w}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial y} = 0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0,$
DA	$\frac{\partial w}{\partial x} = 0, \quad u = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial x} = 0.$

Граничные условия получены из симметрии профилей скорости, невозможности перетекания жидкости из рассматриваемой области, а также из-за отсутствия градиентов составляющих скорости вне зоны смешения, образованной при взаимодействии струи и спутного потока.

Уравнения (2) и граничные условия образуют систему дифференциальных уравнений с четырьмя неизвестными функциями u, v, w, p . Полученная система решалась численными методами. Для этого рассматриваемая область разбивалась на сечения в направлении продольной оси через равные промежутки Δz . Каждому сечению соответствовал свой номер n . Сечения покрывались равномерной прямоугольной сеткой. Узлам сетки присваивались номера i, j . Значения искомых функций в узлах сетки были заменены сеточными функциями $w_{ij}, u_{ij}, v_{ij}, p_{ij}$, приближавшими искомые функции при измельчении сетки.

Рис. 2. Трехмерный профиль продольной скорости.



Производные в уравнениях (2) и в граничных условиях заменялись конечно-разностными соотношениями. Для уравнений движения использовалась аппроксимация Кранка — Никольсона [3, 4]. Таким образом, дифференциальные уравнения были приведены к системе линейных алгебраических уравнений. После решения этой системы применяемая неявная схема позволяет по значениям скоростей в начальном сечении определить распределение скорости w в последующем сечении, а также приближенные значения скоростей u, v (без учета членов уравнений, содержащих градиент давления). Решение системы линейных алгебраических уравнений производилось методами переменных направлений [5].

Дальнейший этап решения состоял в корректировке значений поперечных скоростей u, v так, чтобы они удовлетворяли уравнению неразрывности вместе с ранее найденным значением продольной скорости.

Поправки поперечных скоростей u_c, v_c определяются в виде производных некоторой функции ϕ по x и y для того, чтобы обеспечить их симметричность

$$u_c = \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad v_c = \frac{\partial \phi}{\partial y}.$$

Из уравнения неразрывности было получено уравнение Пуассона для ϕ , которое также решалось разностными методами.

Для определения давления дифференцировались уравнения движения в проекциях на осях x и y по этим независимым переменным, после чего получалось уравнение Пуассона для p с известной правой частью, состоящей из найденных значений производных скоростей. Уравнение было преобразовано к конечно-разностной форме и решалось аналогично уравнению для ϕ .

После определения всех неизвестных величин в одном сечении по z следовал расчет следующего сечения до тех пор, пока не начинала меняться продольная скорость на поперечных границах области.

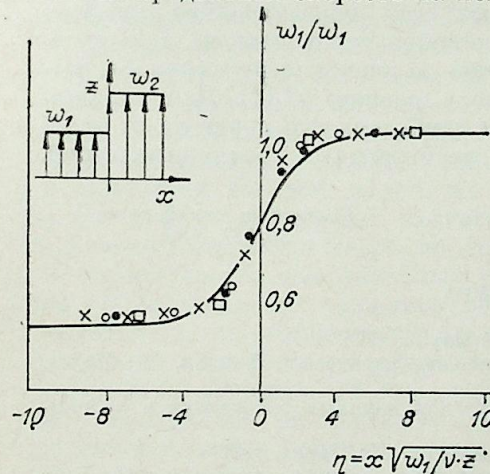


Рис. 3. Профили скорости на оси струи.
 \square — 1-е сечение; \circ — 2-е сечение; \times — 5-е сечение; \bullet — 10-е сечение; — — расчет Локкета [1].

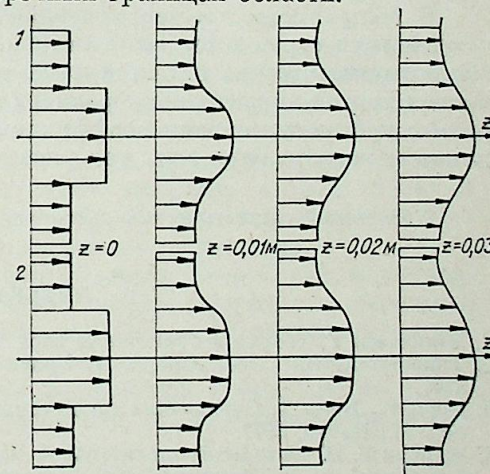


Рис. 4. Изменение профилей продольной скорости в различных сечениях по z .
 1 — на оси струи; 2 — на границе струи и спутного потока.

Ю. Н. ТУМАНОВ

ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ И РЕАКТОРЫ

Обзор

ПЛАЗМЕННАЯ ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ
И ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ — ОДНО ИЗ НАПРАВЛЕНИЙ
ЭЛЕКТРОТЕХНОЛОГИИ

Плазменная технология получения и обработки различных материалов, несмотря на свою специфику, является одним из направлений электротехнологии, ибо в ее основе лежит использование различных форм электроэнергии. В плазмотехнологических процессах проявляются три вида воздействия на вещество и химико-технологический процесс: термическое, радиационно-химическое, фотохимическое. В процессах обработки материалов используют силовое воздействие потока плазмы и разогретые им частицы конденсированной фазы.

В технологии давно применяются такие электротехнологические процессы, как электроднализ, электроразрядное получение озона; возникли, хотя и ненадолго, плазменные производства оксидов азота и ацетилена. Широкое распространение получили электролиз, электроосмос и другие электротехнологические процессы. Для сепарации и обогащения руд и концентратов применяют электрические и магнитные поля; наметилось использование этих полей в процессах сушки дисперсных материалов, для интенсификации экстракции и т. д.

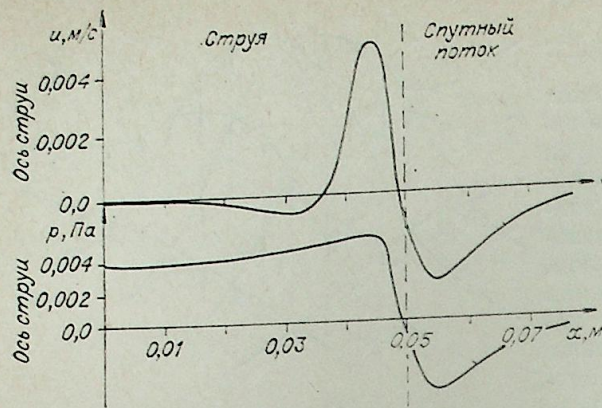
Плазменная техника заняла прочное место в технологии обработки материалов. Это — получение защитных покрытий, модификация поверхности, сфероидизация порошков. Плазма широко применяется в процессах резки, сварки, плавления, в электротермических процессах, таких как производство карбидов, фосфора, ферросплавов и т. п.

Однако, несмотря на обилие разработок плазменных химико-металлургических технологий, массового внедрения их в промышленность пока не произошло. Исключения составляют некоторые процессы экстрактивной металлургии, электроразрядное производство озона, процессы осаждения пленок из газовой фазы, некоторые маломасштабные процессы получения оксидов, карбидов, нитридов, металлов и т. п. Причины низких темпов внедрения низкотемпературной плазмы в технологию получения материалов много, но главные из них следующие.

Стратегически неправильный выбор объектов разработки и внедрения. В большинстве процессов обычный нагрев заменен плазменным. Несмотря на интенсификацию процесса в реакторе, плазменный нагрев дает очень мало выгод в технико-экономическом плане, если исходные и конечные вещества те же, техника разделения продуктов не меняется, воздействие на биосферу не уменьшается, не изменяется существенно и качество продуктов.

Трудности роста в развитии самой плазменной техники: недостаточный ресурс работы электродов дуговых плазмотронов, ненадежность электроразрядных камер высокочастотных плазмотронов, невысокая мощность сверхвысокочастотных генераторов плазмы. Развитие плаз-

Рис. 5. Распределение поперечной скорости и избыточного давления в струе.
 $w_1 = 1,0$ м/с, $w_2 = 0,5$ м/с.



В результате проведенных расчетов было получено трехмерное поле скоростей струи. Вид трехмерных профилей продольной скорости (рис. 2) свидетельствует о том, что в углах струи происходит большее торможение жидкости, чем в других

областях. Это объясняется тем, что угловая часть струи испытывает тормозящее действие двух слоев спутного потока (параллельных осям x и y), в то время как другие области струи тормозятся одним слоем.

Профиль скорости на оси струи близок к профилю, рассчитанному по методике для двумерной струи. Сравнение с расчетом, проведенным Локком [1], дало хорошие результаты (рис. 3). В то же время профиль скорости в областях струи, соседних со спутным потоком, сглажен значительно сильнее (рис. 4), и, в свою очередь, эти области оказывают тормозящее действие на другие части струи.

Это приводит к тому, что расстояние, на котором скорость трехмерной струи станет равной скорости спутного потока, будет меньше, чем в случае, когда рассматривается плоская струя. Расчет струи различных жидкостей показал, что увеличение коэффициента кинематической вязкости оказывает сильное сглаживающее действие на профиль продольной скорости.

Полученные значения поперечных скоростей представлены на рис. 5. Наблюдаемая перемена знака скорости на границе струи и спутного потока означает, что жидкость движется из центра струи и из бесконечности к границе струи и потока. Это подтверждается теоретическими результатами Шлихтинга для струи, вытекающей из бесконечно узкого отверстия [1]. Как следовало ожидать, для квадратного сечения сопла получены симметричные профили u и v . Следует отметить еще одну установленную закономерность: чем больше отношение начальных скоростей струи и спутного потока, тем выше полученные значения скоростей.

В большинстве случаев пограничный слой, образующийся при взаимодействии струи и спутного потока, является турбулентным. Как показывают опыты, струя остается ламинарной до значения критерия Re , вычисленного по характерному размеру сопла, равного 40 [1]. Данный алгоритм с учетом изменения коэффициента турбулентного переноса от координат можно использовать для расчета турбулентных трехмерных струй.

Московский энергетический институт

Поступила в редакцию
30/XII 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
2. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1977.
3. Кори Г., Кори Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1977.
4. Марчук Г. И. Методы вычислительной математики. М.: Наука, 1977.
5. Самарский А. А., Николаев Е. С. Методы решения сеточных уравнений. М.: Наука, 1978.

менной техники плохо согласуется с развитием остальных элементов плазмотехнологических установок, особенно сепараторов фаз.

Колебания в стоимости электроэнергии, связанные с возникновением энергетического кризиса в семидесятых годах и последующим изменением структуры энергетики и энергопотребления.

Первые две причины определяются потребностями общества и уровнем развития науки и техники. Третья — требует более подробного анализа.

РАЗВИТИЕ ЭЛЕКТРОТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

До недавнего времени считали, что электрический нагрев дороже обычного, осуществляемого в топливных печах. Действительно, при производстве электроэнергии из углеводородного топлива ~63% последнего тратится на генерирование электроэнергии, ~11% идет на первичную обработку сырья, ~3% — на процессы распределения и преобразования энергии. И хотя на электротехнологические процессы остается всего 23% энергии первичного топлива, использовать их выгоднее, чем процессы в топливных нагревателях (рис. 1). Это характерно и для металлургических, и для химико-технологических процессов. Роль электротехнологии должна возрасти в связи с увеличением доли ядерной энергии в энергетической структуре [1—9].

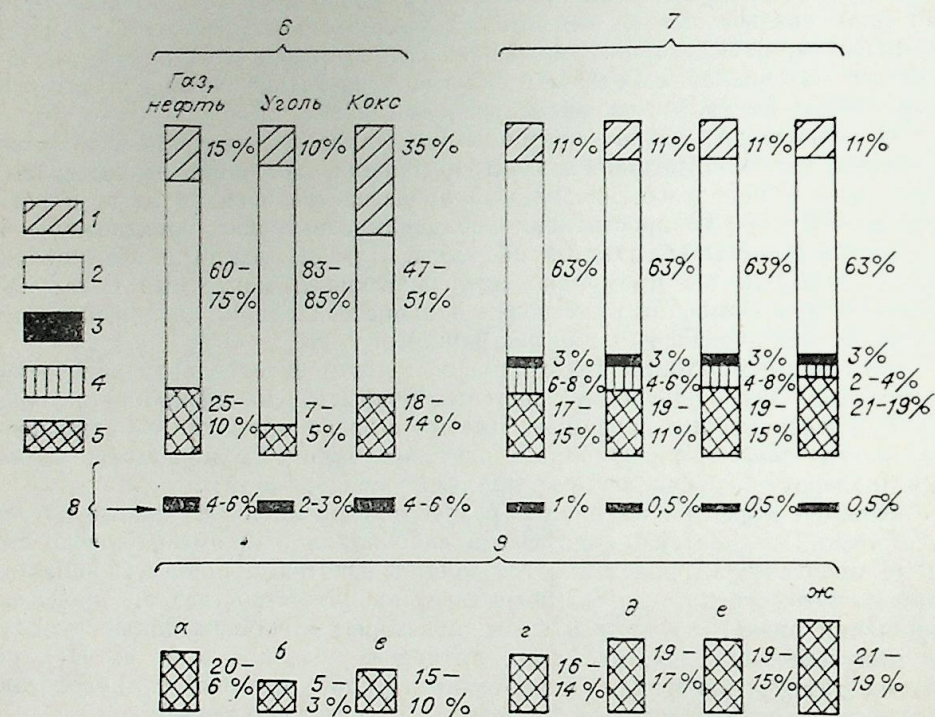


Рис. 1. Распределение энергии первичного углеводородного топлива в топливных и электротермических процессах [5]:

1 — потери при первичной обработке горючего (включая транспортировку); 2 — потери в нагревательной системе или при производстве электроэнергии; 3 — потери на распределение и преобразование энергии; 4 — потери в электронагревательной системе; 5 — энергия, переданная в загрузку; 6 — топливные системы; 7 — электротермические системы (электроэнергия, вырабатываемая на ТЭС и передается в различные электрические печи); 8 — дополнительные затраты энергии, обусловленные потерями обрабатываемых материалов, наличием примесей, спецификой загрузки и т. п.; 9 — полные затраты энергии на полезную работу: а — печи на нефти и газе; б — печи на угле; в — вагранки; г — индукционные и плавильные печи; д — индукционные печи для нагрева; е — печи сопротивления (косвенный и прямой нагрев соответственно).

Электроэнергия используется в электротехнологических процессах следующим образом: косвенный и прямой электронагрев в печах сопротивления; дуговой, индукционный, диэлектрический и радиационный нагрев; плазменный нагрев, осуществляемый в дуговом, высокочастотном и сверхвысокочастотном разрядах или в плазменных теплоносителях, генерируемых в этих разрядах, электронно-лучевой нагрев, лазерная обработка.

Основные преимущества плазменного нагрева:

— возможность осуществления любых эндотермических процессов. Это позволяет строить химико-технологические процессы, сокращая число технологических переделов, потери энергии и продуктов, трудозатраты и т. п.;

— высокий энергетический КПД, особенно в крупномасштабных электродуговых процессах. Это преимущество проявляется и в снижении теплового воздействия на окружающую среду, на аппаратуру, и в уменьшении ее износа;

— возможность сократить путь реакции, что уменьшает вероятность образования отложений на стенках реактора, ухудшения гранулометрического состава продукта, коррозии стенок реактора, попадания примесей в продукт;

— уменьшение металлоемкости технологического оборудования;

— увеличение селективности технологических процессов, сокращение затрат на реагенты, уменьшение количества отходов и оборотов, вредного влияния на окружающую среду;

— связь плазменной технологии получения дисперсных материалов с плазменной техникой получения защитных покрытий;

— малая инерционность процесса, возможность его полной автоматизации;

— хорошая совместимость плазменных процессов с новыми аффинными процессами, основанными на применении сорбции, экстракции, ректификации. Эти аффинные процессы позволяют разделять химические элементы в растворах, концентрировать и выделять нужные химические элементы так, чтобы выделенные из растворов соединения этих элементов обладали нужной степенью чистоты [10].

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЖИДКОСТНЫХ СИСТЕМ С ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫМИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯМИ. АППАРАТУРНОЕ ОФОРМЛЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ПОЛУЧЕНИЯ ОКСИДНЫХ И КАРБИДНЫХ МАТЕРИАЛОВ ИЗ РАСТВОРОВ

В химической технологии большое место занимают процессы получения оксидов химических элементов. Оксиды — исходный материал для получения керамических огнеупоров, ядерного горючего, защитных покрытий. Для получения защитных покрытий применяют оксиды алюминия, хрома, титана, магния, циркония, кремния, двойные оксиды, например титанат бария, силикат циркония, цирконат магния, алюмомагниевого шпинель, муллит [11]. Для этой же цели применяют оксиды различных элементов, стабилизированные добавками [11, 12].

Для получения оксидов сравнительно часто используют следующий технологический прием: нитратные растворы химических элементов распыляют форсунками в мелкие капли, которые затем вводят в поток высокотемпературного газа; при этом нитратный раствор распадается на оксид растворенного элемента, оксиды азота, пары воды. Чтобы получить оксид элемента в низшем валентном состоянии, чем он был в исходном растворе, в последний добавляют восстановитель. Подобным образом получены индивидуальные и смесевые оксиды некоторых тяжелых элементов [13, 14]. Если в раствор нитратов добавить сахарозу, получают карбиды [15].

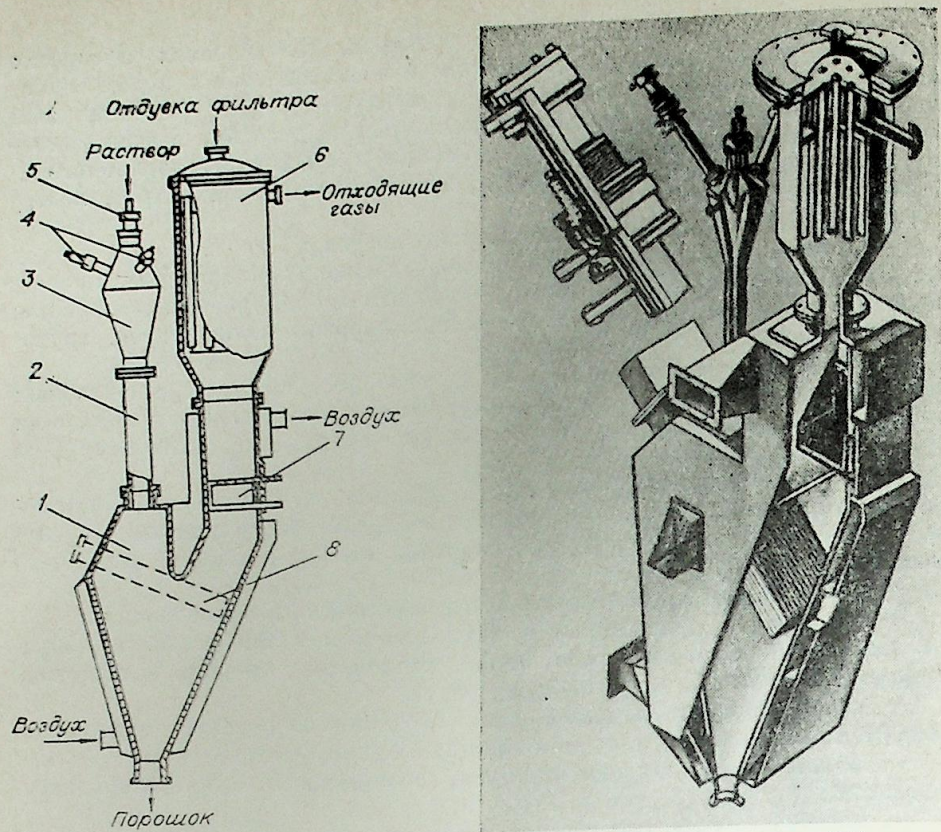


Рис. 2. Плазменный реактор для обработки жидкостных систем [16]:
1 — приемник продуктов реакции; 2, 3 — смеситель, реактор; 4 — плазматроны; 5 — форсунка;
6 — фильтр тонкой очистки; 7 — фильтр грубой очистки; 8 — теплообменник.

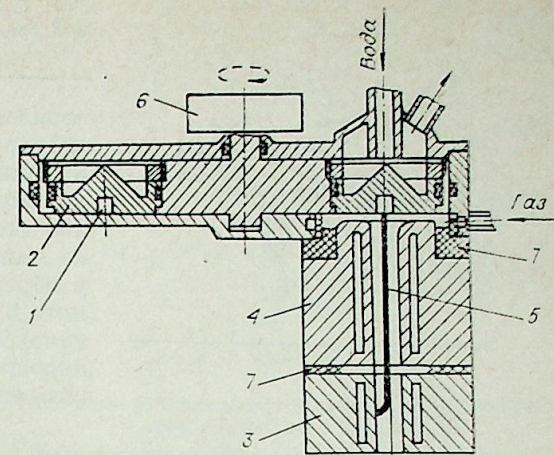
Результаты опытно-конструкторских работ по аппаратурному оформлению процессов такого типа приведены в работе [16]. На основе работы [17] разработан трехструйный плазменный реактор, схема которого показана на рис. 2. Реактор работает следующим образом: в смеситель вводят три потока плазменного теплоносителя, с теплоносителем смешивают обрабатываемые реагенты, пылегазовая смесь с продуктами реакции выбрасывается в приемник, твердые продукты оседают на дне приемника, газы очищаются от пыли на фильтрах и поступают на рекуперацию тепла и обработку. В верхней части реактора находится форсунка 5, ниже расположены три плазматрона 4 под углом 120° друг к другу. В верхней части смесителя-реактора 2, 3 имеется рубашка для охлаждения, в нижней части двойная охлаждающая рубашка. Можно применять различные хладагенты и их сочетания: воздух, вода, воздух — воздух, воздух — вода.

Электродуговые плазматроны типа ЭДП проверены на ресурс работы и показали удовлетворительные результаты. В частности, катод плазматрона ЭДП-109/200 из торированного вольфрама с аргоновой защитой имел при токах 120—320 А удельную эрозию $1,5 \cdot 10^{-12}$ кг/Кл и работал на воздухе без замены 548 ч [18]. При этом катод выгорел на глубину $4 \cdot 10^{-3}$ м при общей длине 10^{-2} м. Удельная эрозия медного анода составила $1,5 \cdot 10^{-9}$ кг/Кл, ресурс работы этого электрода при токах 120—320 А менялся в интервале 224—95 ч, т. е. в несколько раз меньше, чем ресурс работы катода.

Ресурс работы катодного узла можно повысить в несколько раз за счет использования охлаждаемых барабанов с большим числом впаянных в него катодных элементов (рис. 3). Гораздо сложнее заменить анод. Решение проблемы — подбор более стойкого материала, чем медь [18]. В качестве материала анода использован (W—Cu)-псевдосплав,

Рис. 3. Схема электродугового реактора с заменяемым катодом.

1 — термокатод, 2 — катодный барабан, 3 — анод, 4 — межэлектродная вставка, 5 — столб дуги, 6 — привод, 7 — изолятор.



удельная эрозия которого при токах 150—200 А составляет $2 \cdot 10^{-10}$ кг/Кл в воздухе, $1,2 \cdot 10^{-10}$ кг/Кл в азоте при токах 150—200 А и $2,8 \cdot 10^{-11}$ кг/Кл в водороде при токах до 160 А.

В случае конструирования плазменных и пламенных реакторов для обработки жидкостных систем применяют методы математического моделирования [19, 20]. При этом получают большой объем интересной информации. Так, на рис. 4 показано, как изменяются значения температуры и скорости теплоносителя и конденсированной фазы с монодисперсным распылом, размер частиц, степень превращения исходного нитрата марганца до оксида марганца.

При полидисперсном распылении раствора в плазменный теплоноситель межфазный теплообмен сильно усложняется. В качестве примера на рис. 5 показаны параметры разложения раствора нитрата натрия в воздушном теплоносителе при следующих условиях: расход раствора — 0,1 кг/с, концентрация раствора — 0,5 кг/кг раствора, начальные скорости капель раствора 30—300 м/с, их начальная температура 293 К, расход газа, распыливающего раствор, 0,036 кг/с, расход и начальная температура теплоносителя 0,36—0,72 кг/с и 2200 К соответственно, температура стенки реактора 970 К. Начальный спектр капель разбит на 12 групп с радиусом от $9,9 \cdot 10^{-6}$ м до $5,65 \cdot 10^{-5}$ м. Особенность межкомпонентного теплообмена в данном случае — резко выраженная неравномерность нагрева твердых частиц. Поэтому тонкие фракции ма-

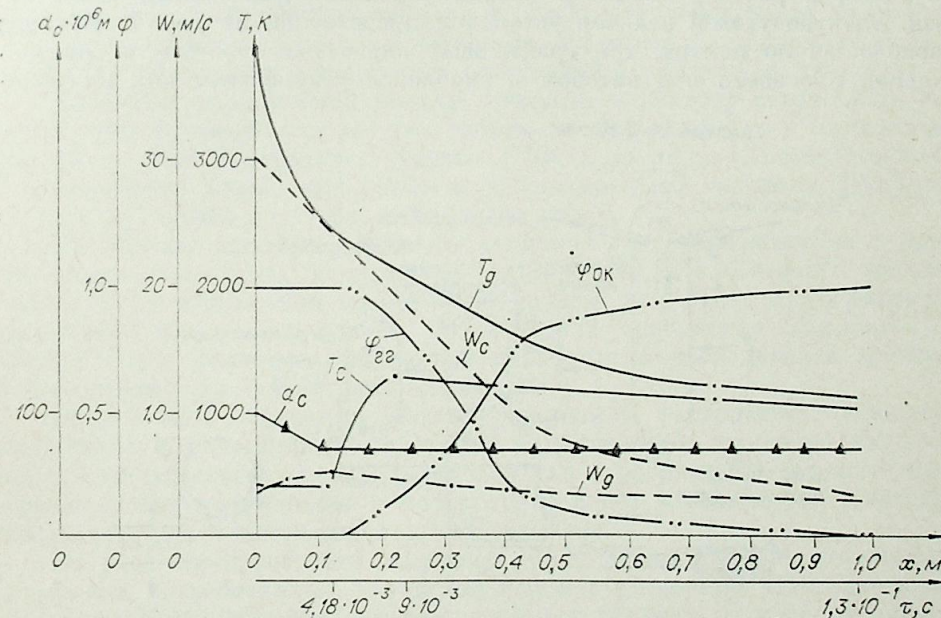


Рис. 4. Изменение основных параметров процесса разложения раствора нитрата марганца в плазменно-воздушном теплоносителе [18].

$P_{эл} = 150$ кВт; $d_k = 10^{-4}$ м; $D_p = 0,25$ м; $T_{г,0} = 4000$ К; $\omega_{к,0} = 30$ м/с; $C_0 = 0,305$ г/г; $G_p = 0,023$ кг/с.

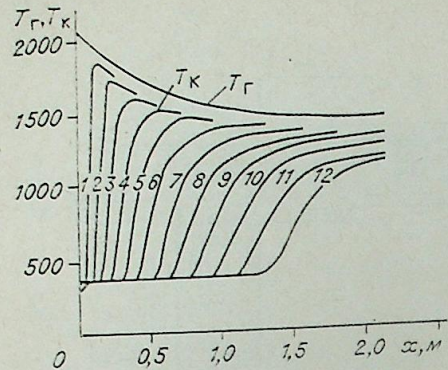
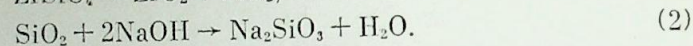
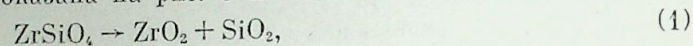


Рис. 5. Изменение температуры парогазовой среды и частиц оксида иттрия по длине реактора.

териала существенно перегреваются по сравнению с частицами более крупных фракций. Это неблагоприятно отражается на длине реактора, ибо температура теплоносителя резко снижается на начальном участке и обработка более крупных фракций идет в зоне меньших температурных напоров. В результате получаются порошки неоднородного состава и необходимо рассевать их на фракции.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ В ЭКСТРАКТИВНОЙ МЕТАЛЛУРГИИ. АППАРАТУРНОЕ ОФОРМЛЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ВСКРЫТИЯ РУД

В последнее десятилетие плазма с успехом используется в экстрактивной металлургии для извлечения соединений металлов из рудных минералов и концентратов. Широко известны процессы, разработанные американской фирмой «Айонарк Сметерс», ее филиалом «ТАФА Дивижен», канадской фирмой «Норанда», английской фирмой «Тетроникс». Наиболее широко известен способ получения диоксида циркония плазменным разложением циркона «Айонарк — процесс» [12, 21—24]. Схема этого процесса показана на рис. 6 и описывается уравнениями



Кристаллическая решетка минерала распадается при $T = 2050 \text{ K}$ на кристаллический ZrO_2 и аморфный SiO_2 . Оксид кремния растворяют в растворе NaOH при $T = 416,4 \text{ K}$; в результате получают два продукта: 99% ZrO_2 и раствор силиката натрия. Процесс практически безотходный. Электродуговой реактор установки представлен на рис. 7. W-катод расположен по центру, три графитовых анода расположены в горизонтальной плоскости под катодом и снабжены устройством для их пода-

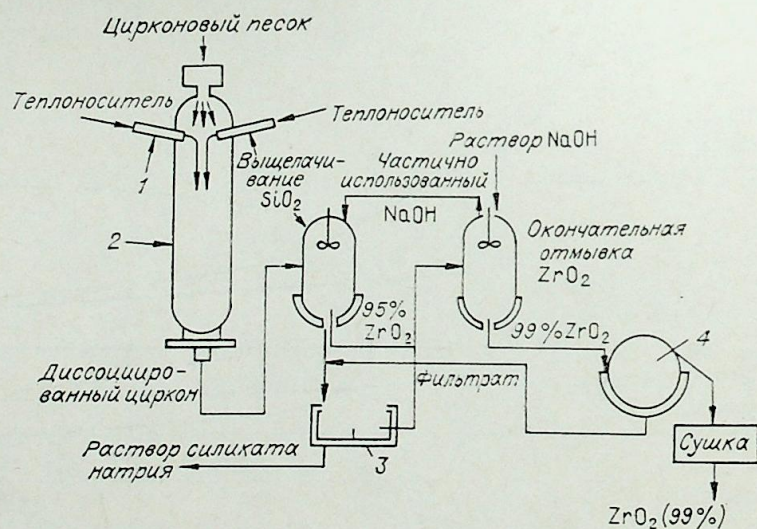


Рис. 6. Схема процесса получения диоксида циркония плазменным разложением циркона [21].

1 — плазмотрон; 2 — плазменный реактор; 3 — центрифуга; 4 — фильтр.

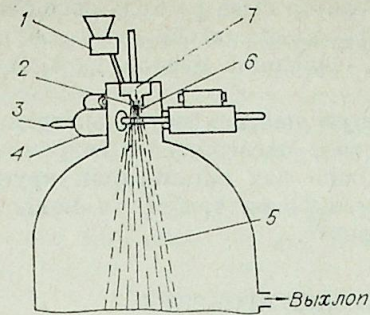


Рис. 7. Схема плазменного реактора в «Айонарк-процессе» [24].

1 — канал для ввода порошка (один из шести); 2 — загрузка порошков в плазму (один из шести потоков); 3 — графитовые аноды; 4 — механизм подачи анода; 5 — струя плазмы; 6 — область максимальной концентрации порошка, далее происходит снижение концентрации порошка по объему плазмы; 7 — катодный узел.

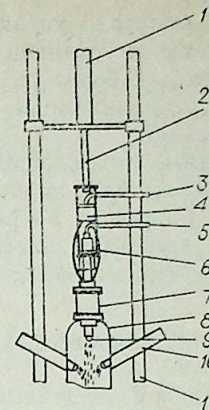


Рис. 8. Схема НФЛ-реактора для плазменного разложения циркона [25].

1 — гидравлический цилиндр; 2 — гидравлический шток; 3 — загрузка порошка в пневмотранспорт; 4 — три канала для подачи порошка; 5 — газ для защиты катода; 6 — один из трех загрузочных каналов порошка с несущим газом; 7 — кварцевый изолятор; 8 — водоохлаждающая рубашка; 9 — катод-сопло для подачи порошка; 10 — один из трех вспомогательных плазмотронов; 11 — рама для перемещения частей реактора.

чи в реактор с целью компенсации выгорания графита. Циркон поступает в плазму через загрузочные каналы, окаймляющие катод. Производительность опытной установки в 1971 г. составила 45,4 т/г при мощности 350 кВт. В 1973 г. мощность установки составила 1000 кВт, производительность 450 т/г [23]. Согласно [24], фирма «Айонарк Сметерс» приступила к строительству установки для вскрытия циркона производительностью 4550 т/г.

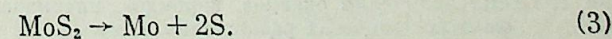
Основные проблемы в этом процессе — равномерность подачи циркона в плазму и выгорание графитовых анодов, в связи с чем невозможно создать в реакторе окислительную атмосферу, в которой термодинамически затруднен унос монооксида кремния. Кроме того, проявляется типичный недостаток плазмоструйных процессов — образование наростов SiO_2 в питающих каналах и ZrO_2 в нижней части реактора. Последняя проблема решена в «Айонарк-процессе» благодаря использованию механического устройства, очищающего реактор от наростов.

Проблемы равномерной подачи продукта в реактор стабильного горения дуги и повышения ресурса работы анодов решались в Национальной физической лаборатории Англии (НФЛ), где для «Айонарк-процесса» разработан новый тип реактора с плазменными анодами (НФЛ-реактор) [25]. Схема реактора показана на рис. 8.

По образцу процесса разложения циркона перерабатываются и другие силикатные руды, в частности родонит [26, 27]. Сделаны предложения и по плазменной переработке других руд. Так, предусмотрено увеличение извлечения никеля из минерала серпентина ($\text{Mg}_3\text{Fe}_2\text{Ni}_2\text{Si}_2\text{O}_5(\text{OH})_4$) с помощью плазменной обработки и последующей магнитной сепарации продуктов разложения [28].

Однако при разработке методов процессов разложения родонита, серпентина и ряда других минералов аппаратные проблемы изучены слабо. Обзор различных схем реакторов дан в работе [29]. Из всех этих схем наиболее приемлемым и распространенным оказался тип многодугового реактора с одной смесительной камерой.

Из различных способов вскрытия руд отметим процесс разложения сульфидов, разработанный канадской фирмой «Норанда» [30]. Здесь основное внимание уделено аппаратным разработкам. В качестве объекта исследования выбран процесс разложения молибденита



Следует отметить установку с НФЛ-реактором, где достигнуты лучшие результаты, и установку, в которой реактор имел расходимые электроды. Однако для более глубокой десульфуризации необходимо собирать молибден в расплавленной ванне из Mo, служащей анодом дуги, замкнутой на расплав.

Плазменные технологии имеют хорошую перспективу в экстрактивной металлургии, ибо значительно облегчают последующие гидрометаллургические операции вскрытия руд. Однако для организации крупномасштабных процессов экстрактивной металлургии требуются мощности в десятки и сотни мегаватт в одном комплексе.

ГАЗОФАЗНЫЕ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

В технологии получения неорганических материалов газозфазные плазмохимические процессы занимают сравнительно скромное место, хотя объем исследовательских и конструкторских работ в этой области велик. Несмотря на внешнюю простоту, высокую потенциальную эффективность, газозфазные процессы получения оксидов, карбидов и нитридов, а также порошков металлов из летучих соединений типа хлоридов, фторидов, иодидов, карбониллов и т. п. [29, 31] часто проигрывают в конкурентной борьбе с менее эффективными гидрохимическими процессами.

Стандартная схема осуществления газозфазных плазмохимических процессов показана на рис. 9. Для процессов этого типа хорошо разработаны математические модели расчета равновесного состава, кинетики процесса с учетом гидродинамики потока, смешения, конденсации и т. п. Однако сложность аппаратного оформления сдерживает широкое внедрение этих процессов. Особо следует отметить образование отложений в различных частях плазменных установок, трудности разделения порошка и газа. Эти трудности усугубляются нарушениями гранулометрического состава целевого продукта, недостаточной надежностью разрядных камер высокочастотных индукционных плазмотронов, загрязнением продукта материалом электродов дуговых плазмотронов и т. п.

Для снижения отложений в различных частях установок используют вихревые потоки, ультразвук, температурный режим стенок реактора, принудительную конденсацию слаболетучих продуктов в определенном месте установки и пр. С целью улавливания тонкодисперсных порошков разработаны вихревые пылеуловители, позволяющие улавливать частицы размерами до 10^{-6} м и значительно уменьшать нагрузку на

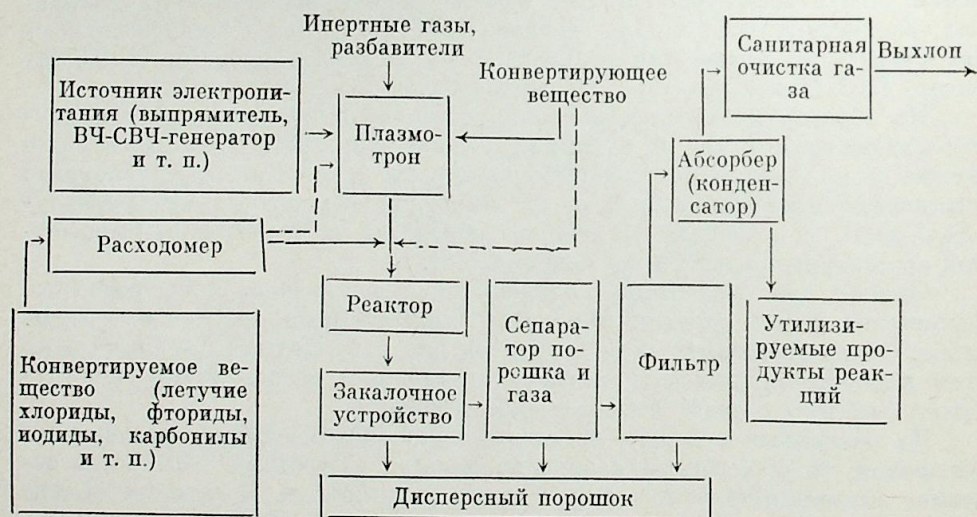


Рис. 9. Схема получения оксидов, карбидов, нитридов и порошков металлов в газозфазных процессах разложения и конверсии летучих галогенидов.

фильтрующие элементы установок (металлокерамические, металлотканевые фильтры и т. п.).

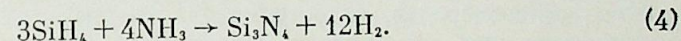
Следует остановиться еще на нескольких электроплазменных методах, продукты которых газообразные вещества. Это, во-первых, процесс получения озона — единственный процесс, который за многие годы не коснулись никакие конъюнктурные колебания. Озон получают по реакции $3O_2 \rightleftharpoons 2O_3$, осуществляемой в тихом, коронном, тлеющем и СВЧ-разрядах [32].

Наиболее известные в шестидесятых годах плазменные процессы получения ацетилена из природного газа и азотной кислоты из воздуха в настоящее время утратили свою значимость. В большой степени это связано с неблагоприятной конъюнктурой в области энергетики и углеводородов в начале семидесятых годов. Масштабы использования ацетилен в химической промышленности также заметно уменьшились. Так, в странах ЕЭС в 1960 г. 100% винилхлорида получали через C_2H_2 , в 1968 г. — 40, а в 1977 г. — 20% [33]. Для получения винилхлорида, винилацетата, ацетальдегида применяют также другое сырье — этилен (C_2H_4). По данным [33], ацетилен по плазменной технологии производят в настоящее время только на одном старом заводе в ФРГ с энергозатратами 10^4 (кВт·ч)/т C_2H_2 .

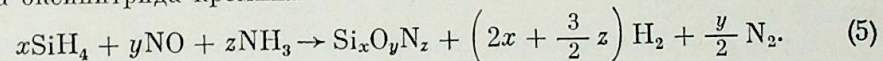
ПЛАЗМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ В МИКРОЭЛЕКТРОНИКЕ

Отдельный вид плазменных процессов — это различные плазмохимические операции, применяемые в микроэлектронике. Это, в частности, операция удаления с поверхности фоторезиста — углеводородных насыщенных полимеров окислением их атомарным кислородом, генерируемым радиочастотным или сверхвысокочастотным разрядом. Техника плазменного удаления фоторезиста очень проста (рис. 10). Эту операцию легко автоматизировать, в процессе ее осуществления не вносятся никаких загрязнений. Следующая операция — плазменное травление кремния, оксида и нитрида кремния фторсодержащими газами. Техника травления подобна технике удаления фоторезиста. Плазменная техника удаления фоторезиста и травления в технико-экономическом плане более эффективна, чем химическая [34].

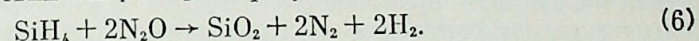
Также проста и эффективна техника осаждения диэлектрических, полупроводящих и проводящих пленок. В реакторе с тлеющим разрядом легко получить однородные пленки из нитрида кремния. Нетрудно подобрать условия, в которых в плазме тлеющего разряда протекает реакция



Если в систему SiH_4-NH_3 добавить монооксид азота (NO), получается пленка оксинитрида кремния



При взаимодействии SiH_4 с N_2O образуется пленка SiO_2



Скорости осаждения пленок — десятки и сотни ангстрем в минуту. По аналогичной методике осаждают диэлектрические пленки Al_2O_3 со скоростью ~400 ангстрем в минуту.

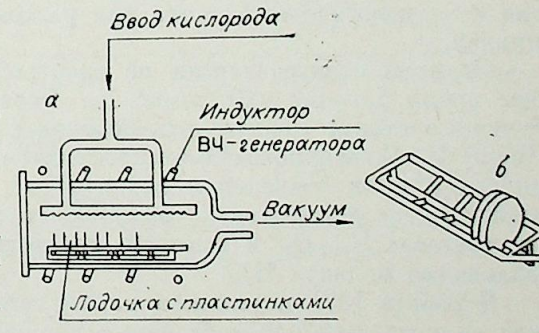


Рис. 10. Схема плазменной обработки изделий для удаления фоторезиста [34]. а — реактор в сборе; б — лодочка с пластинками.

Характеристика оксидных материалов, используемых для получения керамических защитных покрытий [11]

Материал, его химическая формула	Температура плавления, К	Плотность, г/см ³	Твердость материала по Виккерсу (Моосу), Т/мм ²		Напыляемость	Преломление при преломности	Сопротивление износу	Общая характеристика материала
			компактный	напыленный				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Al ₂ O ₃	2596	3,98	930(4,1)	544—730	Хорошая	Фазовый переход при 1273—1473 К	Хорошее	Хороший электрический изолятор
Cr ₂ O ₃	2616	5,41	1043(4,1)	544—771	То же	Потери при высоких температурах	То же	Хорошие поверхностные свойства
TiO ₂	2113	4,16	454(2,7)	27—454	Очень хорошая	То же	Удовлетворительное	То же
MgO	3073	3,58	—(2,7)	236	Хорошая	—	—	Высокая теплопроводность
ZrO ₂	2950	6,1	680(2,9)	—	То же	Фазовые изменения	—	Используется со стабилизирующими добавками
ZrO ₂ + 5% CuO	2823	5,6	676(2,7)	290	»	2773 К	—	Тепловой изолятор
ZrO ₂ + 10% CuO	—	5,2	687(3,1—3,6)	—	»	2673	—	—
ZrO ₂ + 13% Y ₂ O ₃	—	—	—	494	»	2673	—	—
SiO ₂	1983	2,32	(2,7—3,1)	—	Плохая	1873	—	Малое термическое расширение
Al ₂ O ₃ + 13% TiO ₂	—	—	С увеличением содержания TiO ₂ твердость уменьшается	—	Очень хорошая	—	Очень хорошее	—
Al ₂ O ₃ + 3% Cr ₂ O ₃	2373	4,0	907—998(4,1)	544—771	Хорошая	—	Очень хорошее	—
Cr ₂ O ₃ ·TiO ₂	2573	5,4	1043(4,1)	454—771	То же	—	То же	Пластичный
BaTiO ₃	1883	6,0	—	191	Очень хорошая	1273	—	Хороший диэлектрик
Al ₂ O ₃ ·MgO	2673	3,6	(3,6)	272—408	То же	2173	Хорошее	Устойчив к термическим ударам

Хорошо известна техника осаждения органических пленок в плазме тлеющего разряда [34]. В этих условиях на поверхности происходит полимеризация фрагментов органических молекул, образующихся в плазме. В качестве исходных веществ применяют кремнийорганические соединения, такие как винилтриметилсилан, гексаметилдисилоксан и др.

Использование плазменных процессов в микроэлектронике позволяет значительно улучшить технологию удаления фоторезиста, травления, осаждения пленок. При этих операциях экономится время, сокращаются расходы реагентов, повышается качество изделий (транзисторов, диодов, резисторов и т. п.) — все это должно дать большой технико-экономический эффект.

ПЛАЗМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ ПОЛУЧЕНИЯ ЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ; СВЯЗЬ ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ ПОКРЫТИЙ И ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Плазменная технология получения защитных покрытий тесно связана с плазмотехнологическими процессами. Во-первых, для реализации этих процессов во многих случаях требуются защитные покрытия, во-вторых, при нанесении покрытий можно использовать те же плазмотроны и источники электропитания, в-третьих, продукция многих плазменных процессов — тонкодисперсные порошки могут быть использованы для нанесения покрытий. Например, для получения оксидных керамических покрытий применяют большую группу оксидов и оксидных композиций (табл. 1), которые можно получать методами плазменной обработки газообразных веществ, растворов, циркона и т. п. Для напыления оксидных керамических покрытий используют порошки со средним диаметром частиц $(1 \div 7) \cdot 10^{-5}$ м. Из других керамических материалов, применяемых в технике получения защитных покрытий и являющихся объектами проведения исследований в плазмотехнологии, следует отметить карбиды (табл. 2).

СВЯЗЬ ПЛАЗМОТЕХНОЛОГИИ С РАЗВИТИЕМ ЯДЕРНО-ВОДОРОДНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

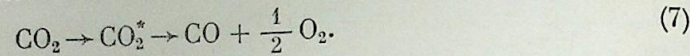
Одна из наиболее перспективных областей плазменной техники — технология получения водорода из воды. Как видно из табл. 3, объем производства водорода к концу столетия превысит нынешний почти на порядок. Основные сферы потребления водорода: синтез аммиака и метанола, углеводородов, гидрогенизация твердого топлива, восстановление металлов из руд, порошковая металлургия, топливо для газовых турбин и МГД-генераторов. Преимущество водорода как топлива заключается в том, что продукт горения водорода (вода) возвращается в технологический цикл.

Водород — универсальный энергоноситель, который является естественным дополнением электротехнологии. Ядерная энергия может быть использована для производства водорода в двух направлениях: выработка электроэнергии для электролиза воды и утилизация электроэнергии и технологического тепла для разложения воды в термохимических циклах.

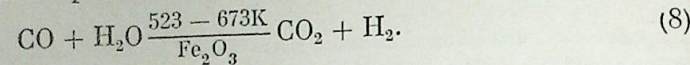
Затраты электроэнергии на электролиз воды составляют в настоящее время 4,5—5,2 кВт·ч/м³ H₂. Более совершенные электролизеры будущего станут производить водород с энергозатратами 3,9—3,3 кВт·ч/м³ H₂. Альтернативой электролизному процессу является плазмохимический цикл извлечения водорода из воды. Прямой плазмохимический процесс осуществить трудно из-за высокой реакционной способности системы H₂—O₂ и высокой скорости колебательно-поступательной релаксации молекул H₂O.

В работе [37] предложен плазмохимический цикл выделения водорода из воды, который протекает в две стадии (рис. 11):

1	2	3	4	5	6	7	8	9
ZrSiO ₄	2973	4,7	680(3,1)	204—272	Хорошая	2273	Хорошее	Термический барьер
BaSiO ₃	2973	—	—	—	То же	2073		Устойчив к газовой коррозии при высоких температурах
3Al ₂ O ₃ ·2SiO ₂	2083	3,13	284	214	»	2073		Устойчив к коррозии

Плазменное разложение CO₂

Разложение воды по реакции



Этому циклу предшествует стадия выработки электроэнергии. Энергетический КПД его составляет 0,65—0,7.

Реализация процесса получения дешевого водорода вблизи АЭС с использованием дешевых реагентов CO₂ и H₂O, электроэнергии и тех-

Таблица 2

Карбиды и карбидные композиции, применяемые в технологии получения защитных покрытий, области их применения, твердость (по Виккерсу) [35]

№	Состав, % масс.	Область применения	Твердость
1	65% Cr ₃ C ₂ + 35% Ni/Cr	Защита от высоких температур	700
2	80% Cr ₃ C ₂ + 20% Ni/Cr	То же	800
3	Cr ₃ C ₂	Защита от высоких температур в неокисляющей среде	950
4	Cr ₂₃ C ₆	То же	800
5	83% Cr ₂₃ C ₆ + 17% NiCr	»	800
6	25% WC + 5% Ni + смесь карбидов W и Cr	Защита от коррозии при низких температурах	1100
7	83% TiC + 17% Ni	То же	1300

Табл. а 3

Масштабы производства водорода в капиталистическом мире [36]

Год	Капиталистический мир в целом		США	
	млн. т	млрд. м ³	млн. т	млрд. м ³
1940	0,9	9,8	0,1	1,8
1960	4,0	43,6	1,4	14,9
1980	33,4	389	16	176
1985	57	627	26	282
1990	91	1000	41	450
1995	146	1600	66	720
2000	233	2500	105—140	1200—1500

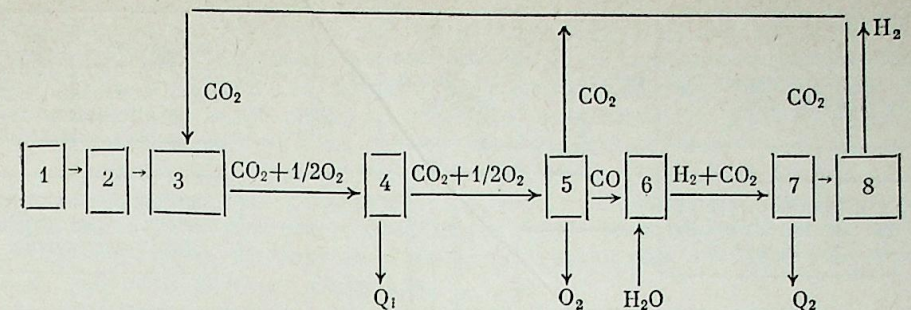


Рис. 11. Принципиальная схема технологической цепи для получения водорода. 1, 2 — ядерно-энергетические блоки; 3 — плазменный реактор; 4, 7 — теплообменник; 5, 8 — разделитель; 6 — реактор.

нологического тепла даст возможность удешевить ряд химико-металлургических процессов. Представляет большой интерес проект так называемого ядерно-металлургического комплекса, включающего АЭС, где генерируется электроэнергия и технологическое тепло, и химико-металлургические производства, в которых получается и расходуется водород, работают плазменно-металлургические печи, струйно-плазменные реакторы, реакторы для газификации твердого углеводородного топлива и пр. [29].

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ В РАЗЛИЧНЫХ ОБЛАСТЯХ ТЕХНОЛОГИИ

Перспективы развития плазмотехнологии тесно связаны с развитием электроэнергетики, с электрификацией промышленности и ядерной энергетикой. На рис. 12 показаны варианты использования электрической и тепловой энергии, вырабатываемой ядерным реактором. Для нас в первую очередь представляют интерес плазменные технологии; среди них разработан и применяется в экстрактивной металлургии крупномасштабный процесс производства диоксида циркония. Плазменным вскрытием руд необходимо заниматься в широком масштабе, ибо традиционные процессы вскрытия менее эффективны.

Плазменные методы получения керамических материалов применяются в различных областях технологии, хотя и не в таком крупном масштабе, как процессы экстрактивной металлургии. Из этих процессов наиболее эффективны те, в которых исходные вещества — растворы, перерабатываемые на оксиды и карбиды. В этом случае устраняется длинный ряд гидрохимических переделов, снижается вредное воздействие на окружающую среду. Достоинством этого процесса является и то, что исходные растворы, полученные в процессе сорбционно-экстракционного аффинажа, содержат выделяемый элемент с очень малым количеством примесей.

Плазмоструйные методы восстановления и конверсии летучих галогенидов и карбониллов будут разрабатываться в направлении дальнейшего повышения мощности и производительности единичного реактора. Здесь самое главное ограничение — процесс разделения дисперсного конечного материала и газа и его аппаратное оформление.

Большое будущее имеют процессы получения синтетического топлива и водорода, а также нагрев технологических газов. Эти процессы часто сочетаются с технологическими, в которых используется тепло, генерируемое ядерным реактором.

В плазменных реакторах легче, чем в каких-либо иных, обеспечить чистоту получаемых материалов, размер частиц, удельную поверхность, требуемую кристаллическую структуру и иные свойства. Это обеспечивает большое технико-экономическое преимущество плазменных процессов по качеству получаемых или обрабатываемых материалов.

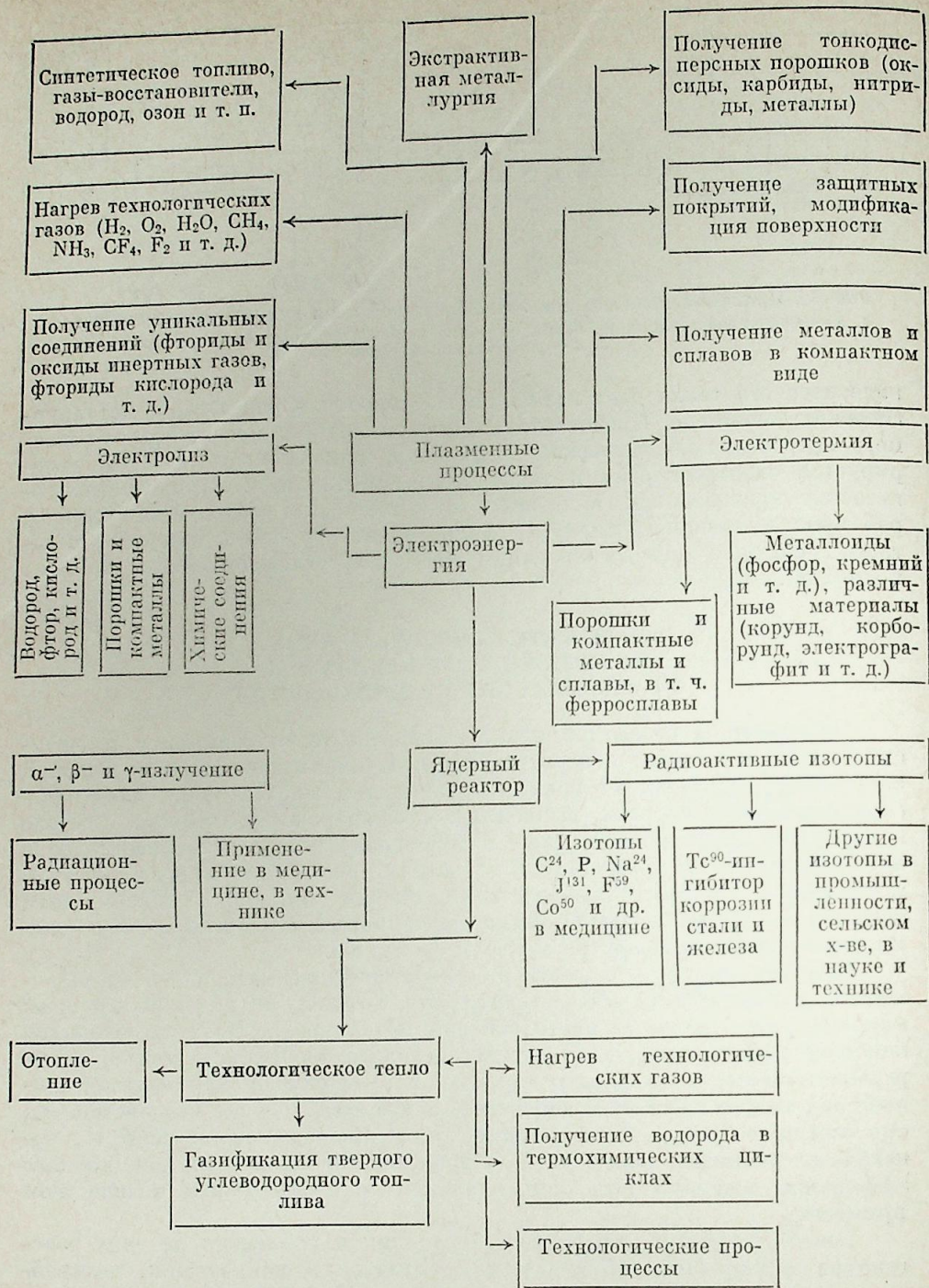


Рис. 12. Возможные варианты использования энергии ядерных реакторов в химической технологии и металлургии.

Плазменные процессы, такие как получение защитных покрытий, модификация поверхности, осаждение пленок, травление в микроэлектронике, имеют хорошие перспективы. Развитие и внедрение плазменных процессов в химической технологии ставит ряд задач перед специалистами, занимающимися разработкой генераторов низкотемпературной плазмы. В настоящее время наиболее разработанными, надежными и мощными являются дуговые генераторы плазмы. Можно сказать, что сравнительно маломасштабные технологические производства, для кото-

рых достаточны мощности до 0,5 мВт, в настоящее время обеспечены плазмотронами, работающими на аргоне, азоте, воздухе, водороде, водяном паре. Несмотря на эрозию электродов, особенно анода, уровень загрязнений в получаемых материалах сравнительно невелик — 10^{-5} — 10^{-6} % масс. из катода и на два порядка больше из анода.

Процессы в экстрактивной металлургии, а также ряд других химико-металлургических процессов требуют мощности плазмотронов ~100 мВт. Этот уровень в настоящее время пока не достигнут, сейчас можно построить многодуговой реактор мощностью ~6 мВт с приемлемым ресурсом работы электродов.

При промышленном использовании индукционных высокочастотных плазмотронов приходится преодолевать, несмотря на отсутствие электродов, существенные трудности. Обычно применяют комбинированные металл-диэлектрические камеры, представляющие собой камеру из немагнитного металла, снабженную разрезами и имеющую диэлектрическое ограждение. При мощности выше 100 кВт трудно обеспечить равномерный теплосъем с металлической камеры, особенно, если она выполнена из нержавеющей стали. Диэлектрическое ограждение постепенно покрывается пленкой металла, а затем растрескивается. Вынос материала со стенок плазмотрона в итоге не меньше, чем с электродов дуговых плазмотронов, КПД таких плазмотронов не превышает 0,25—0,3.

В настоящее время в связи с развитием работ по плазменно-водородной энергетике наметился существенный прогресс в области мощных СВЧ-плазмотронов. Уже сейчас мощности плазменных реакторов на трех СВЧ-плазмотронах достигают 0,3 мВт; в ближайшее время мощность единичного реактора повысится до 1,5 мВт, и этого будет достаточно для организации мало- и среднетоннажных процессов.

В заключение следует добавить, что в связи с упомянутой тенденцией электрификации промышленности роль и значение плазменных процессов в рассмотренных областях получения и обработки неорганических материалов будут возрастать.

Всесоюзный
научно-исследовательский институт
химической технологии, Москва

Поступила в редакцию
25/X 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Electricity for Material Processing and Conservation.—Electrotherm. Electrochim. Ind. et Artis, 1977, N 45.
2. Heurtin J. Dernieres Applications de l'Electricite aux fours Metallurgiques.—Rev. Gen. Elec., 1979, v. 88, N 7, 8.
3. Role de l'Electricite dans les Economics d'Energie.—Rev. Gen. Elec., 1980, v. 89, N 3.
4. United Kingdom Electroheat Activities.—Elektrowärme Int., 1978, Bd 36, N 3.
5. Harrison W. L. Industrial Electroheat-its Effectiveness in Conserving Energy in the Manufacturing Processes. Conf. on Electricity for Material Processing and Conservation. L., 1977.
6. Djim R., Orfeuil M. The Development of Electroheat in the Metal Industry and the rational Use of Electricity.—Ibid.
7. Calamari E. Cincuant'anni di Evaluazione in Italia.—Ing. Mess., 1978, v. 27, N 5.
8. Атомная промышленность зарубежных стран/Под ред. А. К. Круглова, Ю. В. Смирнова. М.: Атомиздат, 1980.
9. Американская техника и промышленность.—Сб. рекламных материалов, вып. 10. Фирма «Чилтон Ко» (США). Внешторгреклама (СССР), 1979.
10. Ласкорин Б. Н. Создание технологических процессов, исключаящих вредное воздействие промышленности на биосферу.—Вестн. АН СССР, 1973, № 9.
11. Kirner K., Bosch R. Plasma Spraying of free Standing ceramic Bodies. General Aspects of Thermal Spraying.—9th Int. Thermal Spraying Conference. The Hague, 19—23 May, 1980.
12. Thorpe M L. Plasma Arc Process Makes Zirconia.—Chem. Engin. News., 1971, v. 49, N 35.
13. Bazin R., Depech A. A Method of Preparing Oxides of Fissile Materials.—US Patent N 1 350 923, Int. Cl. CO1g, 43/02, 1978.
14. Hedley W. H., Rochrs R. I., Trask W. T. Production of Uranium Dioxide by Flame Denitration.—Ind. Engin. Chem., 1964, v. 3, N 1.

15. Coppinger E. A., Johnson B. M. Production of Uranium and Plutonium Carbides and Nitrides.— US Patent N 3 697 436, 1969.
16. Батарев Г. А., Безюк Ф. С., Коробцев В. П., Туманов Ю. Н. Исследование плазменно-химического реактора с тремя плазмотронами.— Изв. СО АН СССР, 1976, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.
17. Жуков М. Ф., Сухинин Ю. И. Камера смешения дугового подогревателя.— Изв. СО АН СССР, 1970, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
18. Анышаков А. С., Жуков М. Ф., Горяев Г. А., Зуев В. С., Тимошевский А. Н., Туманов Ю. Н., Фролов В. А., Рязанов Б. В. Эрозия медновольфрамовых анодов в линейных плазмотронах.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.
19. Бутылкин Ю. П., Головин А. М., Грачев В. Г., Гусев В. А., Туманов Ю. Н. Модель взаимодействия капель раствора с плазменным теплоносителем при наличии химических реакций.— В кн.: Плазмохимические процессы/Под ред. Л. С. Полака. М.: Наука, 1979.
20. Butylkin J. P., Golovin A. M., Grachev V. G., Tumanov J. N. Mechanism and Kinetics of the Reactions «Liquid — Solid + Gas» in Plasma Heat Carriers.— 3 Symp. Int. de Chimie des Plasmas. France, Limoges, 1977, v. 3.
21. Thorpe M. L., Wilks P. H. Electric Arc Furnace Turns Zircon Sand to Zirconia.— Chem. Engin. Prog., 1972, v. 68, N 4.
22. Wilks P. H., Ravinder P., Grant C. L. Plasma Process for Zirconium Dioxide.— Chem. Engin. Prog., 1972, v. 68, N 4.
23. Wilks P. H. Zirconium Dioxide Production and Plasma Process.— Chem. and Industry, 1973, N 18.
24. Wilks P. H. Arc-Plasma Dissociation of Zircon.— Chem. Engin., 1975, v. 82, N 25.
25. Bayliss R. K., Bryant J. W., Sayce I. G. Plasma Dissociation of Zircon.— 3 Symp. Int. de Chimie des Plasmas. France, Limoges, 1977, v. 2.
26. Harris V., Holmgren J. D., Korman S. Arc Decomposition of Rhodonite.— J. Electrochem. Soc., 1959, v. 106, N 10.
27. Thursfield G., Davies G. J. Effect of Process Variables on the Decomposition of Rhodonite in Induction Coupled Argon Plasma.— Trans. Inst. Chem. Engin., 1974, v. 52.
28. Meubus P. The Use of a Radio-Frequency Induction Plasma for Nickel Extraction from Serpentine Minerals.— Can. J. Chem. Engin., 1973, v. 51, N 4.
29. Цетков Ю. В., Панфилов С. А. Низкотемпературная плазма в процессах восстановления. М.: Металлургия, 1980.
30. Kubanek G. L., Munz R. J., Gauvin W. H. Plasma Decomposition of Molybdenum Disulphide.— 3 Symp. Int. de Chimie des Plasmas. France, Limoges, 1977, v. 3.
31. Туманов Ю. Н. Электротермические реакции в современной химической технологии и металлургии. М.: Энергоиздат, 1981.
32. Faes Y., L'Ozone. Nouvelles Techniques pour sa Production Industrielle.— 2 Partie. Eau. et Ind., 1981, v. 59.
33. Caudle F. G. Electricity in Chem. Ind.— Conference on Electricity for Material Processing and Conservation. L., 1977.
34. Kirk P. W. Application of Plasma Technology to the Fabrication of Semiconductor Devices. In: Technique and Application of Plasma Chemistry./Ed. by A. T. Bell, J. F. Hollahan. N. Y.— L. Wiley Interscience, 1974.
35. Schwarz E. Detonation Gun Coatings for Nuclear and Related Industries. General Aspects of Thermal Spraying.— 9th Intern. Conf. on Thermal Spraying. The Hague, 19—23 May, 1980.
36. Гамбург Д. Ю., Семенов В. П. Перспективы развития водородной энергетики.— Хим. промышленность за рубежом, 1980, № 6 (210).
37. Легасов В. А., Животов В. К., Крашенинников Е. Г. и др. Неравновесный плазменно-химический процесс разложения CO_2 в ВЧ- и СВЧ-разрядах.— ДАН СССР, 1978, т. 238.

УДК 621.3.029.6 : 621.387.143

Г. В. ЛЫСОВ
СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ПЛАЗМОТРОНЫ.
ОСНОВНЫЕ ДОСТИЖЕНИЯ

Обзор

Низкотемпературная плазма сверхвысокочастотного разряда нашла широкое применение для селективного травления поверхностей при производстве интегральных полупроводниковых схем, осаждения оптических слоев при изготовлении заготовок световодов и синтеза различного рода субмикронных порошковых материалов [1—3]. В последнее время значительно возрос интерес к использованию СВЧ-разряда и для осуществления крупномасштабных процессов, например, таких, как производство водорода для плавки энергетике [4]. В связи с этим приобрели актуальное значение исследования путей создания СВЧ-плазмотронов большой мощности.

Теоретические исследования условий формирования начального участка электрической дуги постоянного тока, горящей в канале в продольном потоке газа, исходят из предположения, что на этом участке дуги происходит нагрев потока газа, обтекающего столб дуги, за счет тех или иных механизмов теплопередачи. В результате этих процессов формируется как собственно столб дуги, в котором выделяется основная доля подводимой электрической энергии, так и окружающий его тепловой пограничный слой. Роль электрического поля, окружающего столб дуги на этом ее участке, в формировании границы дуги минимальна и им пренебрегают в расчетах [5].

В сверхвысокочастотном разряде в силу его специфики как высококомного разряда значения напряженности электрического поля в самом разряде и вблизи его границ велики и даже при относительно малых подводимых мощностях, составляющих единицы киловатт, могут достигать пробойных значений. В случае СВЧ-разряда его столб находится как бы в энергетически напряженной среде. Появление вне столба разряда зоны ионизации газа за счет каких-либо механизмов передачи в нее энергии из основного столба приводит к лавинообразному развитию разряда в этой зоне и, таким образом, нарушению стабильного режима горения разряда в канале плазмотрона.

Стационарный СВЧ-разряд в потоке газа — это, по существу, бегущий разряд. Экспериментальные и теоретические исследования показывают возможность проявления в зависимости от реальных условий различных механизмов распространения СВЧ-разряда, но все они в конечном счете зависят от соотношения напряженности электрического поля и плотности газа [6, 7].

Поэтому успех в создании стабильного СВЧ-плазмотрона во многом зависит от умения найти условия возбуждения СВЧ-разряда, при которых эффективный энерговыход осуществляется при вполне определенных значениях напряженностей электрического поля вблизи границы плазменного потока.

Как показано в [8], в СВЧ-плазмотронах реализуются условия его горения, при которых радиус плазменного столба r_0 близок к величине скин-слоя d . Будем считать, что диэлектрическая проницаемость плаз-

мы $\epsilon_{пл}$ внутри радиуса r_0 постоянна и значительно превышает диэлектрическую проницаемость свободного пространства ϵ_0 , а в тонком приграничном слое $r > r_0$ электропроводность плазмы σ быстро уменьшается, причем считаем, что мнимая часть диэлектрической проницаемости плазмы, определяемая σ , значительно превышает ее действительную часть, близкую ϵ_0 . Эти ограничения соответствуют экспериментально измеренным значениям параметров СВЧ-разряда [9].

Используя известные соотношения, приведенные в [10], и проделав преобразования, аналогичные выполненным в [11], можно получить для соотношения осевой E_z и радиальной E_r составляющих электрического поля для азимутально-симметричной электрической волны, расходящейся в канале плазматрона вдоль возбуждаемого волной E_{01} плазменного столба, в условиях указанных ограничений на параметры плазмы $\frac{E_z}{E_r} = \frac{\kappa_1 I_0(\kappa_1 r_0)}{i \Gamma I_1(\kappa_1 r_0)} \approx \frac{\kappa_1}{\Gamma}$ при $|\kappa_1 r_0| > 1$, где $\kappa_1^2 = \omega^2 \epsilon_{пл} \mu_0 - \Gamma^2$; Γ — продольная постоянная распространения волны; ω — круговая частота поля; μ_0 — магнитная проницаемость свободного пространства.

Полагая, что постоянная распространения Γ близка к постоянной распространения волны в свободном пространстве, имеем

$$\frac{E_z}{E_r} = \sqrt{\frac{\epsilon_{пл}}{\epsilon_0}} \approx \sqrt{\frac{\sigma}{\omega \epsilon_0}} \gg 1,$$

т. е. в рассмотренных условиях составляющая E_z значительно превышает составляющую E_r внутри плазмы на ее границе, и поэтому именно E_z определяет основной энерговклад в разряд. Но вне основного столба плазмы при $r > r_0$, когда условие $|\epsilon_{пл}| \gg \epsilon_0$ перестает выполняться, ситуация изменяется.

Так как толщина этого слоя много меньше длины волны в нем (в среде, параметры которой определяются локальными значениями ϵ_r в слое), то можно воспользоваться статическим приближением и из граничных условий получить, что при $r > r_0$ величина E_r должна возрастать пропорционально отношению $\frac{\epsilon_{пл}}{\epsilon_r}$ и при $\epsilon_r = \epsilon_0$ ее значение ока-

жется в $\frac{\epsilon_{пл}}{\epsilon_0} \approx \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0}$ раз выше значения в плазме при $r = r_0$.

Аналогично из граничных условий для продольной составляющей электрического поля легко получить, что при $r > r_0$

$$\frac{\Delta E_z}{E} \approx \frac{\Delta r}{r} \ll 1,$$

т. е. можно считать $E_z = \text{const}$ вблизи плазменного столба.

Таким образом, вне столба плазмы

$$\frac{E_z}{E_r} = \left(\frac{E_z}{E_r} \right)_{\text{при } r \leq r_0} \cdot \frac{\epsilon_0}{\epsilon_{пл}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\epsilon_{пл}}},$$

т. е. нормальная составляющая напряженности электрического поля становится больше ее продольного значения.

Величину удельной по длине плазменного столба мощности энерго-ввода можно определить через поток электромагнитной энергии в столб $P_{уд} = -\text{Re } E_z \cdot H_{\phi}^* 2\pi r_0$.

Выполнив ряд преобразований, можно для нормальной составляющей напряженности электрического поля внутри столба при $r \leq r_0$ получить в зависимости от $P_{уд}$

$$E_r = i \frac{\Gamma}{\kappa_1} \cdot I_1(\kappa_1 r_0) \sqrt{\frac{P_{уд} \cdot K_0^2}{2 \sqrt{2} \cdot \omega \epsilon_0 \text{ch}^2(\kappa_1'' r_0)}},$$

где κ_1'' — действительная часть κ_1 ; K_0 — постоянная распространения волны в свободном пространстве.

Аналогично в случае использования для возбуждения разряда поляризованной волны типа H_{11} можно после ряда упрощений, допустимых при принятых ограничениях на параметры плазмы, получить, что при $r \leq r_0$ $\frac{E_r}{E_z} \approx \frac{\Gamma}{\kappa_1} \ll 1$ и соответственно вне плазменного столба, напротив, $\frac{E_z}{E_r} \approx \frac{\Gamma}{\kappa_1} \ll 1$, а для максимального значения нормальной составляющей по азимуту в зависимости от удельной мощности

$$E_r = i \frac{\Gamma}{\kappa_1} I_1(\kappa_1 r_0) \sqrt{\frac{P_{уд} \cdot K_0^2}{\sqrt{2} \omega \epsilon_0 \text{ch}^2(\kappa_1'' r_0)}}.$$

Сравнив значения радиальных составляющих напряженности электрического поля для волн возбуждения разряда поляризованной H_{11} и азимутально-симметричной E_{01} , имеем $\frac{E_r^{H_{11}}}{E_r^{E_{01}}} = \sqrt{2}$, т. е. при одина-

ковых значениях $P_{уд}$ для волны H_{11} составляющая электрического поля вблизи границы плазмы больше, чем для волны E_{01} . Физически это объясняется концентрацией поля в поляризованной волне. Но так как при использовании волны H_{11} энергию в разряд можно вводить на двух перпендикулярно-поляризованных волнах, то условия в разрядах на этих типах волн могут быть идентичны.

При возбуждении разряда в разрядной трубке, расположенной поперек прямоугольного волновода, вдоль направления напряженности электрического поля волны H_{10} имеется только одна продольная граница разряда составляющая электрического поля, определяющая и энерговклад в разряд, и воздействие на приграничную зону плазменного столба.

В плазменные столбы с одинаковыми параметрами удельный энерговклад одинаков независимо от типа волн возбуждения разряда, если равны их продольные составляющие напряженности электрического поля на границе.

Поэтому для удельных мощностей в устройствах на волнах H_{10} и E_{01} при одной и той же величине ограничивающего значения напряженности электрического поля (E_z для H_{10} , E_r для E_{01}) можно записать соотношение $P_{уд}^{E_{01}}/P_{уд}^{H_{10}} = 2/|\epsilon_{пл}|$ и соответственно для величин подводимой к разряду мощности

$$P^{E_{01}}/P^{H_{10}} = \frac{1}{(\Gamma'' \cdot b \cdot |\epsilon_{пл}|)},$$

где b — длина столба в устройстве на волне H_{10} ; Γ'' — постоянная затухания в устройстве на волне E_{01} .

Таким образом, приведенный сравнительный анализ показывает, что максимальный удельный энергоподвод может быть достигнут в плазматронах на волне H_{10} , однако так как в этих устройствах длина зоны энергопередачи в разряд ограничена высотой волновода b , а в цилиндрических устройствах она почти не ограничена (управляя радиусом плазменного столба, можно существенно изменять постоянную затухания Γ''), то полная подводимая мощность в цилиндрических плазматронах может превосходить мощность плазматрона на волне H_{10} .

Для рабочей частоты колебаний электромагнитного поля $\omega = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ и диаметра цилиндрической трубы $2R = 11 \text{ см}$ были решены известные дисперсионные уравнения и определены постоянные распространения волн H_{11} и E_{01} в зависимости от параметров плазменного столба [12]. Для плазматрона на волне H_{10} такие расчеты выполнены в [8, 13].

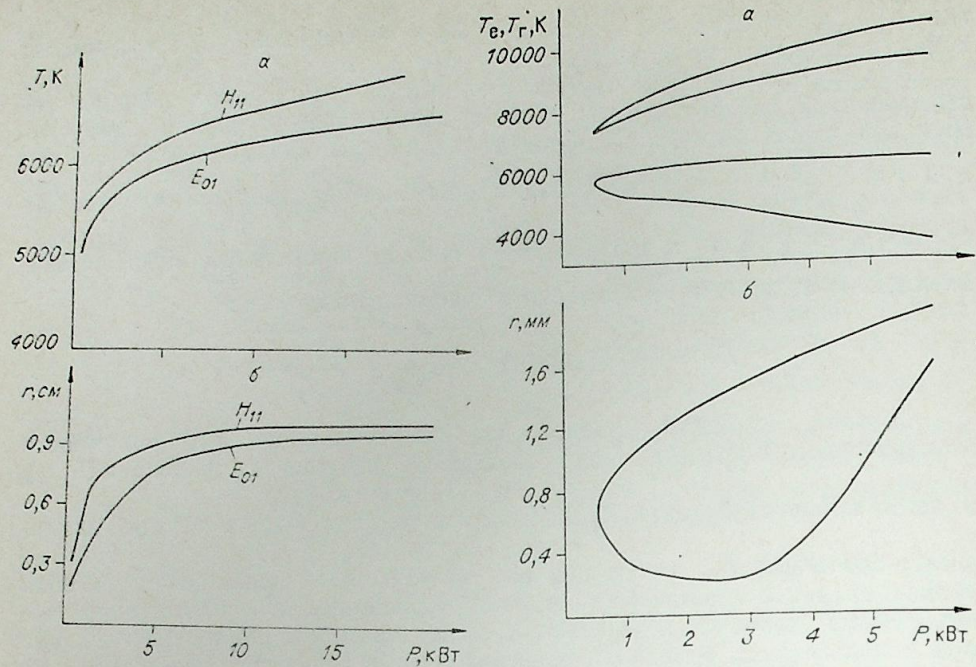


Рис. 1. Зависимости электронной и газовой температур (а) и радиуса плазменного образования (б) на воздухе атмосферного давления от подводимой к разряду мощности в плазматроне на волне типа H_{10} .

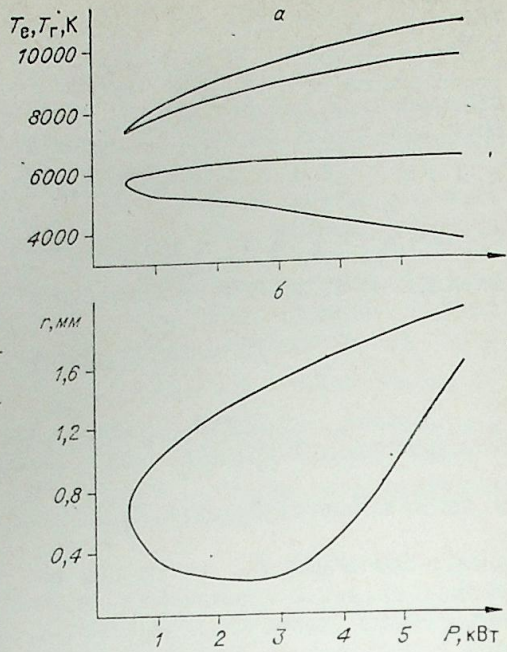


Рис. 2. Зависимости температуры равновесной плазмы (а) и радиуса плазменного образования (б) на воздухе атмосферного давления от подводимой к разряду мощности в цилиндрических плазматронах, возбуждаемых на волнах типа E_{01} и H_{11} .

Используя эти результаты и уравнения баланса энергии в разряде без протока в виде $-\lambda_T \frac{dT}{dr} + S = 0$, где S — электромагнитный поток через поверхность разряда; T — температура; λ_T — теплопроводность, и выполнив действия, аналогичные приведенным в [11], получим зависимости температуры плазменного столба и его радиуса для канальной модели статического разряда от величины подводимой мощности, показанные на рис. 1, 2. Эти результаты позволяют провести сравнительный анализ энергетических параметров основных принципиальных схем построения СВЧ-плазматронов и предсказать их технологические возможности.

В реальной конструкции плазматрона плазменный столб находится в потоке газа, и его технологические возможности во многом зависят от условий ввода рабочих тел непосредственно в активную зону разряда. Выполненные нами экспериментальные исследования показали возможность создания конструкций СВЧ-плазматронов с разрядом в осевом потоке газа. В этом случае «головка» разряда формируется расположенным по оси газоразрядной камеры цилиндрическим телом, имеющим специальный профиль, позволяющий создать в его теневой зоне осевой (без завихрений) поток газа со скоростью, примерно равной скорости распространения фронта ионизации разряда, в то время как вне этой зоны скорость потока газа, изолирующего разряд от стенок разрядной трубки, значительно превышает скорости распространения разряда.

Плоскость торца цилиндрического тела располагается внутри металлической трубы, подсоединенной к линии подвода энергии к разряду так, что плазменный столб образует с этой трубой коаксиальную линию. Естественно, что энергия, проникающая в эту область, затухает вдоль плазменного столба, благодаря чему удается подобрать место расположения цилиндрического тела, формирующего «головку» разряда внутри коаксиальной линии, так, что вблизи его торца скорость распростране-

ния разряда примерно равна скорости движения газа и тепловое воздействие плазмы на торец тела становится минимальным. При отдуве плазмы от торца слишком быстрым потоком газа граница попадает в область быстро возрастающего энергетического воздействия, что ведет к росту скорости движения фронта ионизации и соответственно стабилизации границы разряда. Таким образом, достигается как бы автоматический поиск положения «головки» разряда, при котором осуществляется равновесие.

Выполнив экспериментальные исследования скоростей распространения разряда в зависимости от рода газа и условий энергоподвода, как, например, в работе [14] и, используя полученные соотношения для значений напряженности электрического поля и удельного энерговклада, можно количественно оценить как скорости потоков газа, так и место расположения торца центрального тела, обеспечивающие устойчивый режим работы плазматрона. Изменяя диаметр цилиндрического тела, можно в широких пределах регулировать диаметр плазменного столба. В плазматроне на волне H_{10} с волноводом поперечного сечения 90×45 мм были осуществлены устойчивые режимы работы при диаметрах плазменного столба вблизи его головки от 2 до 30 мм при подводимой мощности 2,5—5 кВт на воздухе.

Боковая поверхность плазменного столба в соответствии с принятой моделью разряда должна устанавливаться под некоторым наклоном к направлению осевого потока так, что скорость фронта распространения разряда уравнивается скоростью втекающего в него потока холодного газа. Ее профиль рассчитан в [8], там же приведено соотношение для предельной мощности СВЧ-плазматрона на волне H_{10}

$$P_{пр} = a \cdot b \cdot E_{пр}^2 \cdot 1,51^{-1} \sqrt{1 - \frac{\lambda_0^2}{(2a)^2}}$$

(размеры сечения волновода a , b и длина λ_0 в см, $E_{пр}$ в кВ/см, $P_{пр}$ в кВт).

Для плазматрона, работающего на воздухе при атмосферном давлении и при температуре газа в разряде 4500—5000 К, при $a = 22$ см, $b = 10,4$ см, $\lambda_0 = 33$ см, $P_{пр} = 500$ кВт. При этом расход газа должен быть не менее 20 л/с, а скорость холодного газа, нормальная к поверхности разряда, не должна превосходить скорости движения фронта ионизации.

При длине активной зоны разряда с учетом передачи части СВЧ-энергии вдоль плазменного столба из зоны сечения волновода, равной примерно 15 см, и радиусе плазмы 3 см площадь поверхности разряда составит примерно 300 см². Следовательно, скорость втекания холодного газа будет не менее 70 см/с. Это значение попадает в диапазон измеренных скоростей движения разряда [15] и вычисленных в [6], что подтверждает возможность реализации описанного режима работы СВЧ-плазматрона.

Таким образом, полученные соотношения в совокупности с экспериментально найденными значениями скоростей распространения разряда в зависимости от условий энергоподвода позволяют получить основные энергетические характеристики СВЧ-плазматронов и произвести инженерный расчет конструкции устройств, обеспечивающих получение стабильного плазменного потока в спутном осевом потоке холодного газа, изолирующего разряд от стенок разрядной трубки.

На основании этих результатов создана конструкция плазматрона и экспериментально осуществлен режим стабильного горения СВЧ-разряда в осевом потоке газа при подводимой мощности до 100 кВт на рабочей частоте 915 МГц. При этом не наблюдалось запыление разрядной трубки с вводом рабочих тел непосредственно в зону разряда через центральное тело.

Поступила в редакцию 25/X 1983

1. Suzuki K., Okudaira S., Sakudo N. Microwave Plasma Etching.—Japanese Jour. of Applied Physics, 1977, v. 16, N 11.
2. Geitter P., Kuppers D., Zydin H. Applied Physics Letters, 1976, v. 281, N 11.
3. Троицкий В. Н. Основные проблемы синтеза нитридов в низкотемпературной плазме.— В кн.: Синтез в низкотемпературной плазме. М.: Наука, 1980.
4. Легасов В. А. и др. Оптимизация процесса получения водорода в углекислотном цикле.— Вопросы атомной науки и техники. Сер. Атомно-водородная энергетика и технология, 1981, вып. 1 (8).
5. Лебедев А. Д., Урюков Б. А. Теоретическое и экспериментальное исследование электрической дуги в свободной струе.— В кн.: Теория электрической дуги в условиях вынужденного теплообмена. Новосибирск: Наука, 1977.
6. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
7. Батенин В. М. и др. О механизме распространения сверхвысокочастотного разряда в воздухе.— ЖЭТФ, 1972, т. 63, № 3.
8. Лысов Г. В. СВЧ-плазмотроны, методы расчета и основные параметры.— В кн.: Теория электрической дуги в условиях вынужденного теплообмена. Новосибирск: Наука, 1977.
9. Балтин Л. М. и др. Стационарный СВЧ-разряд в азоте при атмосферном давлении.— ТВТ, 1971, т. 9, № 6.
10. Никольский В. В. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1973.
11. Лысов Г. В. Сверхвысокочастотные генераторы низкотемпературной плазмы.— В кн.: Моделирование и методы расчета физико-химических процессов в низкотемпературной плазме. М.: Наука, 1974.
12. Бобров А. А. и др. Исследование характеристик СВЧ-плазмотронов на основе круглых волноводов, частично заполненных плазмой атмосферного давления.— Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1983, № 6.
13. Бобров А. А. и др. Стационарный режим горения СВЧ-разряда атмосферного давления.— Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1979, № 5.
14. Батенин В. М. и др. Экспериментальные исследования движения фронта ионизации в СВЧ электромагнитном поле.— ТВТ, 1971, т. 9, № 5.

А. Ф. АЛЕКСАНДРОВ, И. Б. ТИМОФЕЕВ

ПЛАЗМОДИНАМИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ
ФОРМИРОВАНИЯ МОЩНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

К настоящему времени широкое распространение получили нестандартные импульсные высокоинтенсивные источники света. Подобные источники используются для энергетической накачки мощных ОКГ, в плазмохимии и многих других областях науки и техники. Конкретная область применения источника света накладывает определенные требования на их характерные параметры. Так, для накачки ОКГ используются сильноточные электроразрядные источники света (самосжатые разряды-пинчи и разряды в неограниченной газовой среде) с параметрами: температура 3–10 эВ, длительность ≥ 100 нс. Нужные температура и мощность излучения обеспечиваются подбором внешних параметров — массой рабочего вещества и вводимой в разряд энергией; длительность ограничивается временем устойчивого состояния разряда. Физические процессы в таких разрядах подробно рассмотрены в [1]. С другой стороны, для накачки лазеров на органических красителях (ЛОС) и в импульсном фотолитическом излучении необходимы источники видимого и ультрафиолетового излучения малой длительности (≤ 1 нс). Для ряда практических применений предпочтительны источники излучения, в которых излучающий объем плазмы отделен от области ввода электрической энергии. В этих случаях удобным оказывается использовать плазмодинамические методы формирования излучающих плазменных образований, обзор которых приводится ниже.

Динамический Z-пинч. Рассмотрим вопросы формирования импульсов излучения микросекундной длительности. Подобный источник излучения может быть получен при разряде в инертных газах с давлением ≤ 20 тор в классической геометрии Z-пинча [1], либо в системе типа «Триакс» [2, 3]. Разрядной камерой является кварцевый цилиндр диаметром $d \leq 10$ см и длиной $l \leq 100$ см. Амплитуда разрядного тока $I_0 \leq 5 \cdot 10^5$ А при длительности квазипериода $t \sim 10 \div 15$ нс. Рабочее (холодное) давление газа p_0 в камере составляет единицы миллиметров ртутного столба [4, 5], напряжение на накопителе $U_0 \leq 50$ кВ.

На рис. 1, а, б представлены типичная СФР-грамма разряда в неоне и соответствующая ей осциллограмма светового импульса. После пробоя газа вблизи стенки разрядной камеры разряд начинает стягиваться к ее оси со скоростью $\sim 10^6$ см/с, его яркость нарастает и достигает максимума в момент кумуляции. После кумуляции наблюдается расширение плазменного шнура с несколько меньшей скоростью и его яркость резко падает. При этом длительность импульса излучения τ оказывается равной $\tau \approx 2r_p/v_{сж}$, где r_p — радиус сжатого плазменного шнура, а $v_{сж}$ — скорость сжатия. Основные радиационные потери разряда приходятся на время сжатого состояния разряда. В таком режиме излучение разряда представляет собой короткий одиночный импульс длительностью ≈ 1 нс, при крутизне переднего $\tau_{ф1}$ и заднего фронтов $\tau_{ф2} \approx 300$ пс [2].

При изменении внешних параметров возможен принципиально другой режим работы, когда после первого сравнительно быстрого сжатия плазменной оболочки и последующего разлета плазменного канала на-

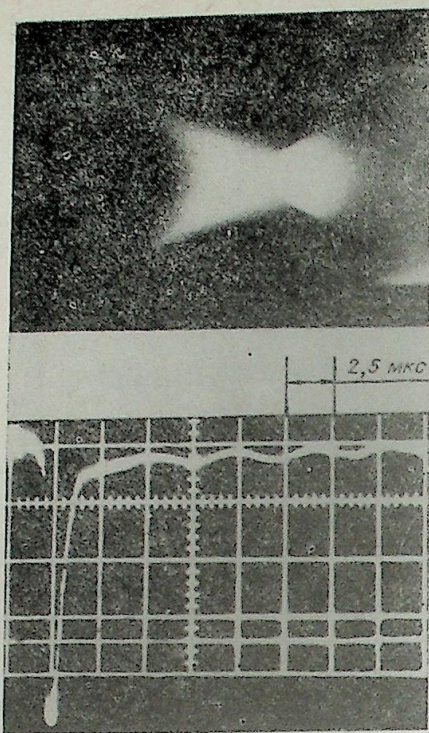


Рис. 1. Щелевая СФР-грамма разряда в режиме одиночной кумуляции (а) и осциллограмма светового импульса (б) (неон, $p_0 = 1$ Тор; $d = 9,2$ см; $l = 40$ см; $C = 20$ мкФ, $U_0 = 30$ кВ).

случае представляет собой двугорбый импульс, причем короткий и наиболее интенсивный всплеск излучения соответствует первой кумуляции разряда, а второй — стадии магнитного удержания [6]. Отсюда ясно, что для обеспечения режима одиночной кумуляции (для формирования одиночного импульса излучения) необходимо, чтобы разлет плазмы происходил в моменты времени, когда давление собственного магнитного поля мало по сравнению с газокинетическим давлением плазмы. При этом величина $\tau_{\phi 1}$ определяется в основном скоростью нарастания силы разрядного тока, а $\tau_{\phi 2}$ — газокинетическим давлением плазмы. Оценка температуры по скорости разлета плазменного шнура (режим одиночной кумуляции) дает величину $\approx 25\ 000$ К.

Плотность электронов в разряде, определенная в момент кумуляции методом лазерного рассеяния, растет с увеличением U_0 и падает с увеличением p_0 [6, 7]. В последующей стадии разлета плазмы в распределении плотности электронов по радиусу плазменного шнура наблюдаются боковые максимумы, перемещающиеся со скоростью, близкой к скорости звука. Пространственно-временные распределения электронной плотности позволяют оценить степень вовлечения газа в зону кумуляции. Оказалось, что степень вовлечения увеличивается с ростом приложенного напряжения (при прочих неизменных параметрах) и в случае $U_0 = 20$ кВ, $p_0 = 1$ Тор, $d = 9,2$ см достигает $\sim 60\%$.

Исследование токовой структуры динамических разрядов проведено в [8—13] с помощью магнитных зондов и миниатюрных поясов Роговского. На рис. 2 представлена временная зависимость основных параметров разряда [12, 13]. Положение ударной волны и внешней границы разряда представлено на рис. 2, а, осциллограмма разрядного тока — на рис. 2, б, светового импульса — на рис. 2, в, а также приведены сигналы с миниатюрных поясов Роговского, расположенных на различных расстояниях от оси разряда (рис. 2, г, д, е). (Их положение отмечено

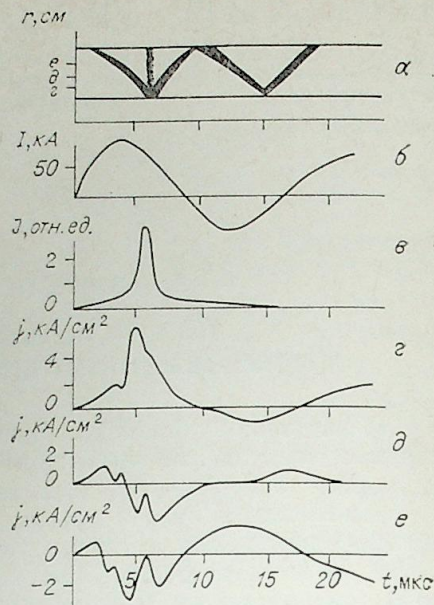


Рис. 2. Зависимость основных параметров разряда от времени.

блюдается стадия магнитного удержания плазмы. При этом длительность такого равновесного состояния существенно образом зависит от момента времени, в который происходит первое сжатие. Излучение разряда в этом

случае представляет собой двугорбый импульс, причем короткий и наиболее интенсивный всплеск излучения соответствует первой кумуляции разряда, а второй — стадии магнитного удержания [6]. Отсюда ясно, что для обеспечения режима одиночной кумуляции (для формирования одиночного импульса излучения) необходимо, чтобы разлет плазмы происходил в моменты времени, когда давление собственного магнитного поля мало по сравнению с газокинетическим давлением плазмы. При этом величина $\tau_{\phi 1}$ определяется в основном скоростью нарастания силы разрядного тока, а $\tau_{\phi 2}$ — газокинетическим давлением плазмы. Оценка температуры по скорости разлета плазменного шнура (режим одиночной кумуляции) дает величину $\approx 25\ 000$ К.

Плотность электронов в разряде, определенная в момент кумуляции методом лазерного рассеяния, растет с увеличением U_0 и падает с увеличением p_0 [6, 7]. В последующей стадии разлета плазмы в распределении плотности электронов по радиусу плазменного шнура наблюдаются боковые максимумы, перемещающиеся со скоростью, близкой к скорости звука. Пространственно-временные распределения электронной плотности позволяют оценить степень вовлечения газа в зону кумуляции. Оказалось, что степень вовлечения увеличивается с ростом приложенного напряжения (при прочих неизменных параметрах) и в случае $U_0 = 20$ кВ, $p_0 = 1$ Тор, $d = 9,2$ см достигает $\sim 60\%$.

Исследование токовой структуры динамических разрядов проведено в [8—13] с помощью магнитных зондов и миниатюрных поясов Роговского. На рис. 2 представлена временная зависимость основных параметров разряда [12, 13]. Положение ударной волны и внешней границы разряда представлено на рис. 2, а, осциллограмма разрядного тока — на рис. 2, б, светового импульса — на рис. 2, в, а также приведены сигналы с миниатюрных поясов Роговского, расположенных на различных расстояниях от оси разряда (рис. 2, г, д, е). (Их положение отмечено

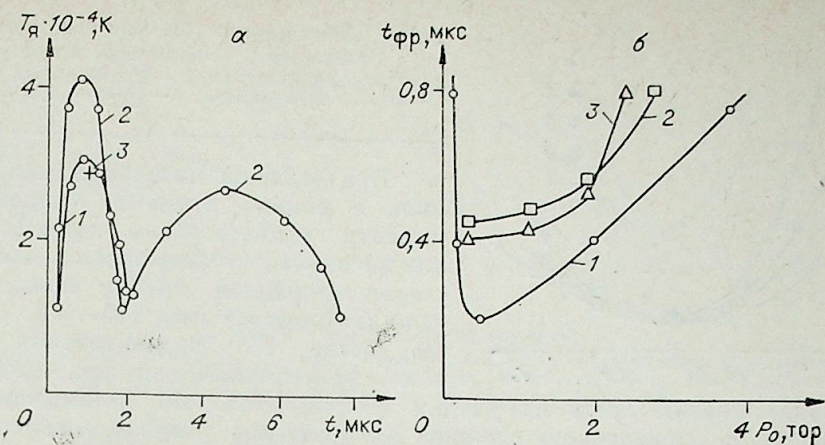


Рис. 3. Временной ход яркостной температуры разряда в неоне ($p_0 = 1$ Тор; $d = 9,2$ см и U_0 равно):

а) 1 — 20 кВ; 2 — 40 кВ; 3 — расчет по проводимости ($U_0 = 20$ кВ); б) зависимость длительности переднего фронта светового импульса от величины начального давления. 1 — $U_0 = 20$ кВ, $d = 9,2$ см; 2 — $U_0 = 10$ кВ, $d = 4,2$ см; 3 — $U_0 = 10$ кВ, $d = 9,2$ см.

соответствующими буквами на рис. 2, а.) Из сопоставления приведенных кривых следует, что на ранних стадиях развития разряда (до отрыва плазменного шнура от стенки камеры) плотность тока одинакова по сечению камеры и монотонно возрастает. Моменту отрыва предшествует образование ударной волны, приход которой в место расположения первого пояса сопровождается сначала резким уменьшением плотности тока, а затем появлением токов обратного направления. Прохождение токового слоя в области расположения пояса вызывает появление «ступеньки» на соответствующей осциллограмме, после чего величина плотности обратного тока начинает расти (см. рис. 2, е). Момент кумуляции сопровождается резким уменьшением величины плотности обратного тока. Таким образом, имеется четкая корреляция между характером изменения плотности тока в заданной области и положением ударной волны и границы плазменного шнура. Подобную же корреляцию можно проследить и для других областей разряда, в которых проводилось измерение плотности тока (см. рис. 2, г, д). Отсюда делается вывод [14], что движение плазменных неоднородностей в собственном магнитном поле приводит к возникновению обратных токов, и, как следствие, к сложной токовой структуре разряда. При определенных условиях возникновение обратных токов может приводить к расслоению разряда и сбросу внешней плазменной оболочки к стенке разрядной камеры.

В случае азимутально неоднородного (несплошного) обратного токопровода возможно образование отдельных плазменных каналов, что в принципе позволяет управлять механизмом сжатия плазмы и, следовательно, параметрами плазмы в зоне кумуляции посредством подбора числа стержней, начального давления газа и приложенного напряжения [11].

На рис. 3, а представлен временной ход яркостной температуры для режимов одиночной и двойной кумуляции разрядного канала. Как в том, так и в другом случае наблюдается быстрый рост температуры, которая достигает своего максимального значения в момент кумуляции. На рис. 3, б приведена зависимость длительности переднего фронта светового импульса от величины начального давления газа для режима одиночного сжатия. Минимальное значение $\tau_{\phi 1}$ наблюдается, когда кумуляция плазмы происходит в момент времени, соответствующий концу первого полупериода разрядного тока, при этом и длительность импульса излучения является минимальной ($p_0 = 1$ Тор, $U_0 = 20$ кВ, $d = 9,2$ см).

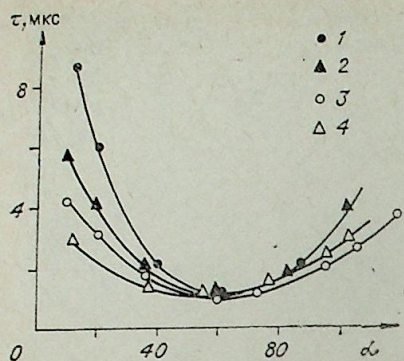


Рис. 4. Зависимость длительности светового импульса τ от параметра α при:
 1 — $U_0=20$ кВ, $d=9,2$ см; 2 — $U_0=10$ кВ, $d=4,2$ см;
 3 — $U_0=15$ кВ, $d=6,3$ см; 4 — $U_0=30$ кВ, $d=9,2$ см.

При больших начальных напряжениях в момент времени, близкий к моменту максимального сжатия цилиндрического плазменного слоя, у стенок разрядной трубки появляется слой светящегося газа [15–20]. Сразу же после его возникновения он начинает стягиваться к оси, основной же канал плазмы после кумуляции расширяется. Их взаимодействие приводит к появлению сложной структуры разряда, связанной с возникновением ударных волн. Появление светящегося слоя у стенок камеры связано в основном с испарением материала стенки камеры и его ионизацией под действием коротковолнового излучения плазмы в момент сжатия. Спектроскопические исследования состава плазмы подтверждают это [17].

Разряд эффективно преобразует подводимую энергию в энергию излучения: в течение первого полупериода излучается более 30% вложенной в разряд энергии (при величине вложенной в разряд энергии, $\sim 1,60$ кДж излучается $\sim 0,5$ кДж, т. е. мощность источника ≈ 500 МВт).

На рис. 4 представлена зависимость длительности светового импульса τ , взятая на полувысоте от параметра $\alpha = U_0/(p_0 l d)$, U_0 , В, и p_0 , мм рт. ст., l и d — длина и диаметр разрядной камеры, см. Из приведенных кривых следует, что зависимость $\tau(\alpha)$ имеет четко выраженный минимум, локализованный вблизи значения $\alpha \approx 60$. При внешних параметрах разряда, соответствующих области вблизи этого минимума ($50 < \alpha < 70$), излучение разряда близко к равновесному. При меньших и больших значениях параметра α спектр излучения постепенно переходит в линейный, а сам импульс излучения деформируется, уширяется и намечается переход к режиму двойного сжатия.

Сравнение экспериментальных данных с численными результатами, выполненными для параметров цепи [21], близких к параметрам экспериментального контура, представлены на рис. 5, а, б, из которого следует, что процессы в начальных стадиях разряда удовлетворительно описываются в рамках модели радиационной магнитной гидродинамики.

Магнитоплазменный компрессор (плазменный фокус). Плазодинамические излучающие разряды типа «плазменный фокус» формируются с помощью магнитоплазменных компрессоров (МПК) в основном эрозионного типа. Возможность широкого изменения параметров плазмы в зоне фокуса ($T_e \sim 2 \div 6$ эВ, $N_e \sim 10^{17} \div 10^{19}$ см $^{-3}$), работа в частотном режиме и относительно простое управление спектром излучения при использовании в качестве рабочих веществ соединений практически любых необходимых элементов делают МПК одним из перспективных устройств, позволяющих эффективно преобразовывать энергию в излучение нужного спектрального диапазона с высоким КПД ($\eta \sim 0,25 \div 0,4$).

Для создания гиперзвуковых потоков плотной эрозионной плазмы используются как торцевые, так и коаксиальные магнитоплазменные компрессоры [22–26]. В ускорителях эрозионного типа с коаксиальной геометрией [26] из-за большой длины зоны ускорения достигается высокая степень сжатия плазмы за счет дополнительного к свободному пинч-эффекту механизма холловского сжатия в межэлектродном зазоре.

Плазменный фокус образуется при вводимой в разряд энергии $Q \gtrsim 1$ кДж и отрицательной полярности центрального электрода на 3–4 мкс и представляет собой устойчивое образование.

В потоках, формирующих плазменный фокус, энергия трансформируется дважды: в межэлектродном зазоре энергия в замороженного в плаз-

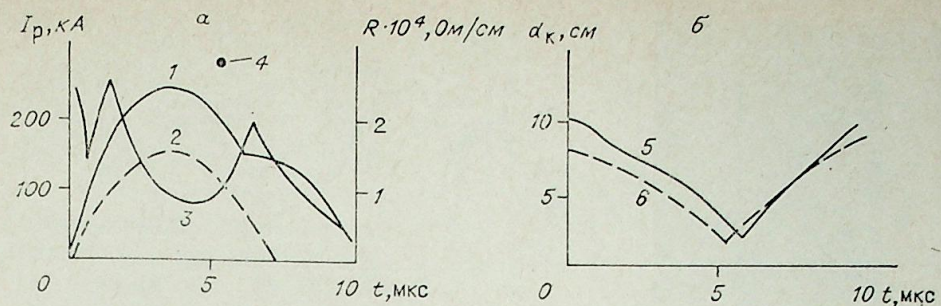


Рис. 5. Зависимость от времени;

а) разрядного тока: 1 — расчет, 2 — эксперимент; и погонного сопротивления разрядного промежутка; 3 — расчет, 4 — экспериментальное значение; б) диаметра плазменного канала: 5 — расчет, 6 — эксперимент (неон, $U_0=20$ кВ, $p_0=1$ Тор, $d=9,2$ см).

му поля переходит в кинетическую, значительная доля которой трансформируется в области фокуса в тепловую [27]. Измерение числа Маха в зоне компрессии [28] показывает, что движение потока является сверхзвуковым с $M \approx 5 \div 10$.

Поскольку доля кинетической составляющей в общем энергобалансе МПК играет значительную роль, особый интерес представляют методы ее термализации, в частности при взаимодействии плотного гиперзвукового потока плазмы с преградой. На рис. 6 представлена СФР-грамма, иллюстрирующая динамику взаимодействия плазменной струи с твердой плоской преградой ($C=750$ мкФ, $U_0=5$ кВ) [29, 30]. Как видно из рисунка, уже на 3–4 мкс разряда вблизи преграды образуется ударно-сжатая область плазмы. По мере развития разряда вблизи преграды происходит увеличение толщины и яркости сжатой плазмы. Средняя скорость плазменного потока $(5-7) \cdot 10^6$ см/с, а скорость расширения сжатого слоя $(2,5 \div 3,5) \cdot 10^5$ см/с. Максимальная яркость излучения плазмы вблизи преграды наблюдается на 10–12 мкс, при этом толщина сжатой зоны составляет ~ 3 см, а основной вклад в излучение вносит слой размером 1,5–2 см, непосредственно примыкающий к преграде. Во втором полупериоде тока картина истечения плазмы существенно изменяется: на 23–24 мкс в результате взаимодействия ускоренной струи с расширяющейся ударно-сжатой областью плазмы возникают скачки уплотнения. Подобная структура зоны взаимодействия наблюдалась в [31], а также является характерной и для кумулирующего Z-пинча после стадии первого сжатия разряда [17]. Максимальная интенсивность излучения разряда определяется излучением плазменного фокуса и расширяющимся ударно-сжатым слоем плазмы.

Особенности динамики взаимодействия гиперзвуковых потоков с профилированными преградами (вогнутая сферическая поверхность) связаны с дополнительной газодинамической фокусировкой отраженного потока и повышением плотности частиц вблизи преграды и находят свое отражение в форме световых импульсов [29]. Анализ сфазированных с током осциллограмм импульсов излучения и СФР-грамм разряда показывает наличие трех характерных стадий его развития, которым соответствуют максимумы светового излучения: стадии формирования плазменного фокуса в условиях слабого возмущения отраженным потоком

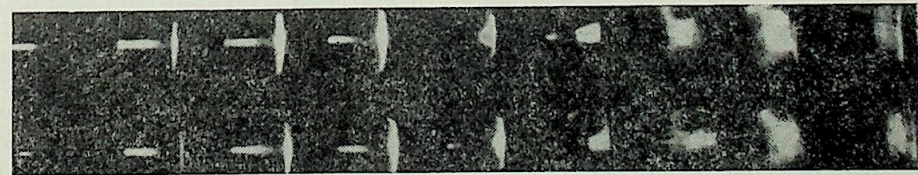


Рис. 6. СФР-грамма, иллюстрирующая динамику взаимодействия плазменной струи с плоской преградой ($C=750$ мкФ, $U_0=5$ кВ, расстояние от среза ускорителя до преграды $L=20$ см).

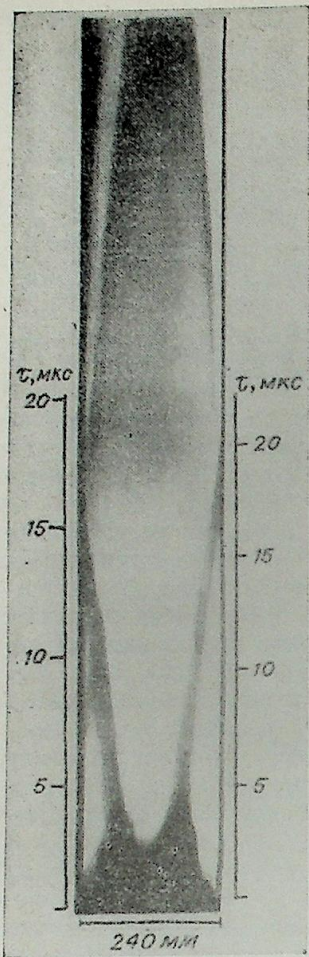


Рис. 7. СФР-грамма, иллюстрирующая процесс взаимодействия встречных плазменных потоков.

аметра (25 мм), при этом наблюдаются сильное запыление потока и значительное повышение давления плазмы в трубе [32].

Взаимодействие встречных потоков плазмы, генерируемых двумя идентичными МПК, установленными соосно с обеих сторон цилиндрической кварцевой разрядной камеры, приводит к формированию зоны кумуляции размером ~6 см и сопровождается образованием ударных волн, распространяющихся по встречным потокам (рис. 7). Средняя за время разряда скорость расширения ударно-сжатой области составляет ~6 км/с.

Сравнение излучаемых фокусом световых импульсов в ближней УФ-области спектра, полученных при работе соответственно одного либо двух встречных МПК, показывает, что эффективность кумулятивного разряда оказывается в 2 раза выше. Максимальная мощность излучения в ближней УФ-области возрастает при этом в 5 раз [23]. Длительности импульсов излучения, измеренные на полувысоте, оказываются приблизительно равными. Исследование плазодинамических разрядов показало, что они являются высокоинтенсивными источниками [23, 33, 34], особенно перспективными при их использовании в далекой УФ-области спектра. Светотехнические параметры плазодинамического разряда открытого типа характеризуются данными рис. 8. Распределения яркостной температуры вдоль оси разряда имеют максимумы, причем

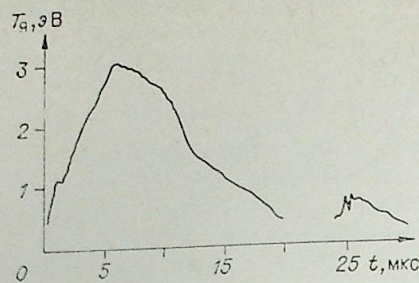


Рис. 8. Зависимость яркостной температуры разряда от времени в центре плазменного фокуса ($U_0 = 5$ кВ; $W_0 = 9,4$ кДж).

и образования ударной волны вблизи преграды (10—12 мкс); стадии расширения ударно-сжатой плазмы из полости в преграде и взаимодействия с набегающим потоком (12—26 мкс) и стадии вторичного «пичивания» и взаимодействия ускоренной плазмы со сферической ударной волной.

Таким образом, плазменный поток, истекающий из сопла МПК, характеризуется сложной структурой, обусловленной наличием сверхзвуковой ($M \approx 2 \div 3$) плазменной и гиперзвуковой ($M \approx 5 \div 10$) [28] струи, сформированной за счет электромагнитных эффектов в межэлектродном зазоре и в выносных токах (эффект Холла и пичч-эффект) и характеризующейся существенно большими плотностью, температурой и скоростью истечения.

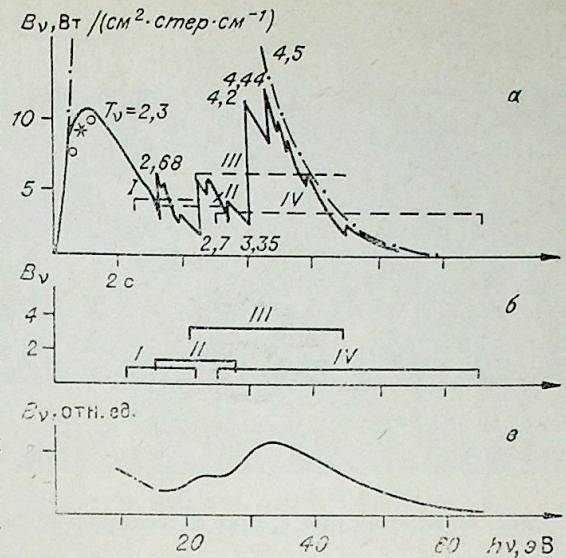
В случае радиально ограниченного разряда дополнительная газодинамическая фокусировка потоков за счет отражения от стенок трубы приводит к увеличению длины эффективной излучающей зоны плазменного фокуса. Наибольшее влияние радиального ограничения потока сказывается для труб малого диаметра (25 мм), при этом наблюдаются сильное запыление потока и значительное повышение давления плазмы в трубе [32].

Взаимодействие встречных потоков плазмы, генерируемых двумя идентичными МПК, установленными соосно с обеих сторон цилиндрической кварцевой разрядной камеры, приводит к формированию зоны кумуляции размером ~6 см и сопровождается образованием ударных волн, распространяющихся по встречным потокам (рис. 7). Средняя за время разряда скорость расширения ударно-сжатой области составляет ~6 км/с.

Сравнение излучаемых фокусом световых импульсов в ближней УФ-области спектра, полученных при работе соответственно одного либо двух встречных МПК, показывает, что эффективность кумулятивного разряда оказывается в 2 раза выше. Максимальная мощность излучения в ближней УФ-области возрастает при этом в 5 раз [23]. Длительности импульсов излучения, измеренные на полувысоте, оказываются приблизительно равными. Исследование плазодинамических разрядов показало, что они являются высокоинтенсивными источниками [23, 33, 34], особенно перспективными при их использовании в далекой УФ-области спектра. Светотехнические параметры плазодинамического разряда открытого типа характеризуются данными рис. 8. Распределения яркостной температуры вдоль оси разряда имеют максимумы, причем

Рис. 9. Спектр излучения плазменного фокуса.

a — расчетный (T , эВ); b — измеренный ионизационными камерами; c — измеренный позиционно-сцинтилляционным спектрометром. Полосы поглощения: I — Xe, II — Ag, III — Ne, IV — He. — — — — — изотерма абсолютного черного тела.



максимальная яркостная температура достигается на оси канала на расстоянии 20 ÷ 30 мм от среза сопла, т. е. в зоне фокуса. На рис. 9 представлен спектр излучения плазменного фокуса: a — расчетный [34], b — измеренный ионизационными камерами ($h\nu = 12 \div 65$ эВ), c — измеренный эмиссионно-сцинтилляционным спектрометром ($h\nu = 10 \div 35$ эВ) [34—36]. Как видно из рис. 9, a , b , измеренное распределение B качественно соответствует расчетному. Максимум излучения приходится на полосу поглощения Ne. Возрастание яркостной температуры в коротковолновой области может свидетельствовать о наличии рекомбинационных максимумов в спектре излучения фокусов. Вид полученного с помощью фотоэмиссионно-сцинтилляционного спектрометра спектра излучения (рис. 9, c) достаточно хорошо соответствует расчетному рекомбинационному континууму.

Открытый плазодинамический разряд, несмотря на высокие плотности потоков излучения ($(3 \div 5) \cdot 10^6$ Вт/см²) [37], имеет сравнительно низкий КПД в видимой и ближней УФ-области спектра. В подобных системах это связано со значительной долей кинетической энергии в общем энергобалансе разряда (40 ÷ 50%), малой эффективной величиной излучающей поверхности (30—60 см²) и преимущественным излучением в коротковолновой ($\lambda \approx 186$ нм) области спектра (85 ÷ 90% от всей излученной энергии).

Увеличить спектральный КПД в видимой и УФ-областях спектра за счет преобразования части кинетической энергии струи плазмы в излучение оказывается возможным при использовании осевого либо радиального ограничения разряда [29, 32, 38]. Кроме того, увеличение спектрального КПД в видимой области спектра удастся получить и на основе ударного торможения и кумуляции встречно направленных гиперзвуковых плазменных потоков, формируемых МПК. Причем в отличие от процессов торможения высокоскоростных потоков на твердых преградах в данном случае отсутствуют необратимые потери энергии на нагрев и испарение материала преграды [39—41].

Увеличить спектральный КПД в видимой и УФ-областях спектра за счет преобразования части кинетической энергии струи плазмы в излучение оказывается возможным при использовании осевого либо радиального ограничения разряда [29, 32, 38]. Кроме того, увеличение спектрального КПД в видимой области спектра удастся получить и на основе ударного торможения и кумуляции встречно направленных гиперзвуковых плазменных потоков, формируемых МПК. Причем в отличие от процессов торможения высокоскоростных потоков на твердых преградах в данном случае отсутствуют необратимые потери энергии на нагрев и испарение материала преграды [39—41].

Плотная плазменная струя в атмосфере. Одним из возможных типов плазодинамических источников излучения является плотная плазменная струя, истекающая из сопла мощного импульсного плазматрона в воздух. До настоящего времени процессы истечения плазмы в затопленное пространство экспериментально относительно слабо исследованы, а их теория ввиду сложности задачи практически не развита. Поэтому наряду с изучением возможности создания мощного источника излучения открытого типа исследование процесса истечения плотной излучающей плазмы в атмосферу представляет самостоятельный интерес.

Для создания плотной плазменной струи в воздухе используется импульсный плазматрон, в разрядной камере которого создается мощный импульсный разряд с последующим истечением плазмы через отверстие в одном из электродов [42]. Рабочий объем камеры (≈ 100 см³) имеет коническую форму и заполняется ксеноном до начального (холод-

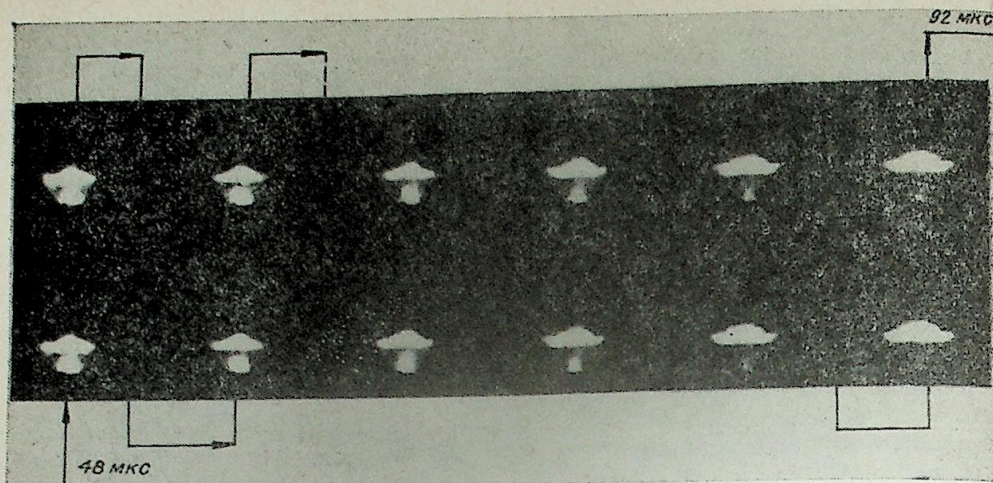


Рис. 10. Боковая СФР-грамма истекающей из сопла плазматрона струи плазмы.

ного) давления $(0,3 \div 3) \cdot 10^5$ Па. Плазма образуется в результате прохода межэлектродного промежутка при подаче на электроды высокого напряжения. При образовании и сжатии плазмы в результате пинч-эффекта давление в камере резко повышается, что приводит к разрыву майларовой диафрагмы, герметично закрывающей отверстие в одном из электродов, и истечению плазмы в окружающее пространство.

Емкость разрядного контура $C = 216$ мкФ, рабочее напряжение $U_0 = 35$ кВ ($CU_0^2/2 = 132$ кДж), величина разрядного тока до 350 кА, его период $t \approx 65$ мкс. В исследованном диапазоне изменения начальных условий ($0,3 < p_0 < 3 \cdot 10^5$ Па, 10 кВ $< U_0 < 35$ кВ) в разряд вкладывается энергия Q порядка 25% от запасенной энергии.

На рис. 10 приведена боковая СФР-грамма свечения истекающей из сопла плазматрона струи плазмы. Видно, что выброс плазмы в атмосферу приводит к образованию достаточно сложной плазменной конфигурации: яркое свечение наблюдается непосредственно у сопла разрядной камеры и на некотором расстоянии от него, где форма свечения, определяющая контактную поверхность плазма — газ, имеет вид грибообразного облака. Из анализа СФР-грамм следует, что по прошествии $10 \div 15$ мкс после вылета плазмы из сопла камеры (начальная скорость вылета $(1,5 \div 4,5) \cdot 10^5$ см/с) плазменное образование принимает характерную форму гриба со сравнительно медленно расширяющейся и наиболее интенсивно излучающей «шляпкой». Начиная приблизительно со 120 мкс расширение плазмы прекращается.

На рис. 11 приведены зависимости максимального вертикального размера плазменного образования (положение контактной поверхности плазма — воздух) от времени для различных начальных условий. Видно, что с увеличением начального давления и вложенной в разряд энергии растет скорость как вылета плазмы из сопла плазматрона, так и разлета уже сформировавшегося облака.

Общая картина течения газа от внезапно включенного стационарного сферического или цилиндрического источника рассмотрена в работе [43]. Результаты расчета движения контактной поверхности для значений $p_0 = 0,3 \cdot 10^5$ Па и $1 \cdot 10^5$ Па, приведенные по этой методике, представлены на рис. 11 сплошными линиями.

Анализ фотографий спектра излучения разряда для различных фиксированных моментов времени [44] показывает, что в ранние моменты времени наблюдается интенсивный сплошной спектр, излучаемый из области вблизи сопла плазматрона. С течением времени область, занятая плазмой, растет, интенсивность континуума несколько падает, и, начиная, с некоторого момента времени, на спектрограммах четко выделя-

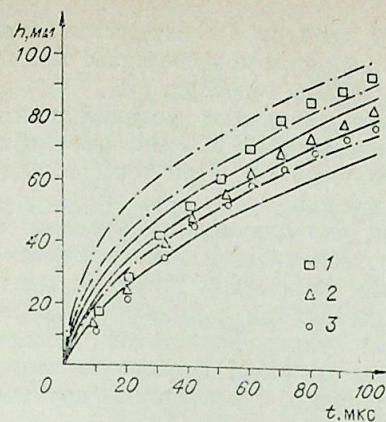


Рис. 11. Зависимость положения контактной поверхности от времени для различных начальных условий
 — — — — — теоретический расчет [44];
 1 — $p_0 = 1 \cdot 10^5$ Па, $U_0 = 25$ кВ, $C = 216$ мкФ;
 2 — $0,7 \cdot 10^5$ Па, 25 кВ, 216 мкФ; 3 — $0,3 \cdot 10^5$ Па, 20 кВ, 108 мкФ.

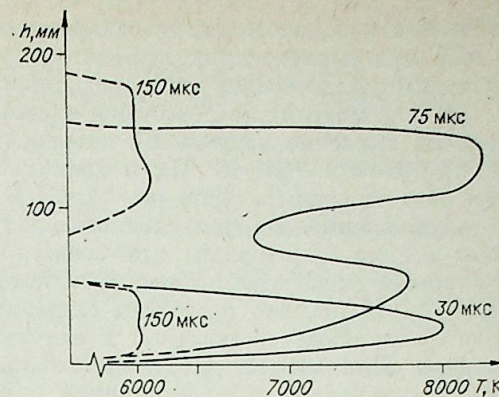


Рис. 12. Распределение яркостной температуры в плазменной струе в различные фиксированные моменты времени на длине волны $\lambda = 3000 \text{ \AA}$ ($p_0 = 10^5$ Па, $U_0 = 25$ кВ, $C = 216$ мкФ).

ются две области, одна из которых соответствует излучению плазменного облака в атмосфере, другая — области вблизи сопла плазматрона. Подобный характер излучения плазмы свидетельствует о том, что, начиная с определенного момента времени, практически отсутствует токовый контакт плазменного облака и плазменной струи. Это предположение подтверждается измерением магнитных полей с помощью магнитных зондов и непосредственным измерением плотности тока с помощью миниатюрных поясов Роговского в области «шляпки» гриба.

Пространственно-временные распределения яркостной температуры представлены на рис. 12. Видно, что к 75 мкс плазменный гриб практически сформирован и на кривой $h(T)$ четко выделяются две области повышенной температуры, причем величина температуры в области «шляпки» несколько превосходит ее значение в нижней части струи.

На рис. 13, а, б приведены типичные осциллограммы светового импульса для различных начальных условий и случаев, соответствующий более низкому начальному давлению ксенона в камере. Видно, что в начальные моменты времени наблюдается резкий рост интенсивности излучения плазмы. Спустя ~ 100 мкс интенсивность излучения выходит на стационарное значение, и начиная с 500 мкс наблюдается монотонное падение интенсивности. С увеличением начального давления форма импульса меняется незначительно: несколько уменьшается его максимальное значение, а стационарное состояние наблюдается несколько дольше. Отметим, что образование ус-

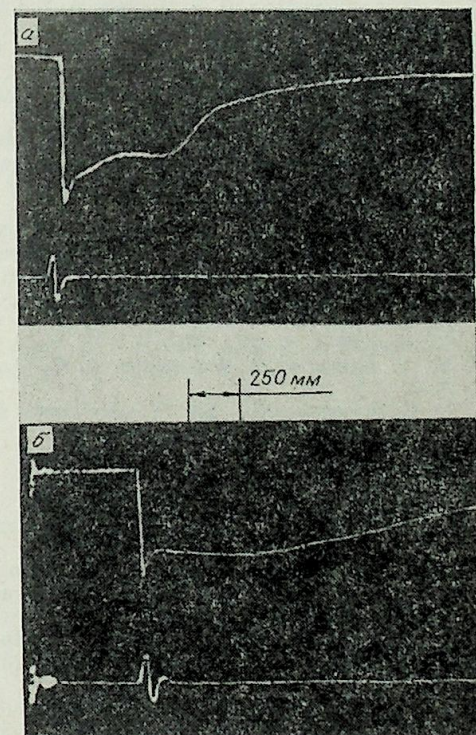


Рис. 13. Типичные осциллограммы светового импульса.
 а — $p_0 = 0,3 \cdot 10^5$ Па; б — $p_0 = 10^5$ Па ($U_0 = 25$ кВ, $C = 216$ мкФ).

тойчивого кольцевого вихря со временем жизни до 100 мс наблюдалось в [45] при исследовании возможности моделирования шаровой молнии путем импульсной инжекции эрозийного разряда в воздух.

В рассмотренном диапазоне изменения начальных условий максимальное значение излученной энергии ≈ 6 кДж ($\lambda > 220$ нм) достигается при $p_0 \approx (1 \div 2) \cdot 10^5$ Па и величине $U_0 = 35$ кВ. При этом в видимой области спектра ($300 \text{ нм} < \lambda < 700 \text{ нм}$) излучается $\sim 4,2$ кДж.

Заключение. Из приведенного следует, что плазгодинамические методы весьма эффективны при создании высокоинтенсивных источников излучения, яркостная температура которых меняется в широких пределах — 2—10 эВ, что позволяет создавать источники с повышенным выходом излучения в обычной и вакуумной ультрафиолетовой области спектра. При этом в динамических винчах и МПК формируются импульсы излучения микросекундной длительности с достаточно крутыми фронтами ≤ 1 нс. Динамический винч позволяет реализовать протяженные источники линейного или полостного типа; использование МПК, по-видимому, предпочтительнее в задаче получения высокотемпературных источников, близких к точечным. С другой стороны, использование процесса инжекции плотной плазмы в газ дает возможность формировать интенсивные источники открытого типа с большой длительностью (до нескольких миллисекунд), но относительно невысокой яркостной температурой ≈ 1 эВ.

Московский государственный
университет

Поступила в редакцию
25/X 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Александров, А. А. Рухадзе. Сильноточные электроразрядные источники света. М.: Атомиздат, 1976.
2. А. Ф. Александров, О. И. Суров, А. Т. Савичев, И. Б. Тимофеев.— Физика плазмы, 1978, т. 4, № 6.
3. O. Anderson, H. Furth, T. Stone, P. Wright.— Phys. Fluids., 1958, v. 1.
4. Г. И. Белоголовцев.— ПТЭ, 1976, № 4.
5. А. Ф. Александров, О. В. Карпов, Г. Д. Петров, О. И. Суров, А. Т. Савичев, И. Б. Тимофеев.— ТВТ, 1978, т. 16, № 6.
6. А. Ф. Александров, О. В. Карпов, Г. Д. Петров, О. И. Суров, А. Т. Савичев, И. Б. Тимофеев.— Тр. ВНИИФТРИ, 1979, т. 40.
7. А. Ф. Александров, О. В. Карпов, А. Т. Савичев, И. Б. Тимофеев.— Тр. ВНИИФТРИ, 1979, т. 40.
8. И. Я. Бутов, Ю. В. Матвеев.— Препринт СФТИ-3. Сухуми, 1981.
9. А. Ф. Александров, В. И. Артамонов, В. А. Бурцев, О. И. Суров, И. Б. Тимофеев, И. В. Шестаков, У. Юсупалиев.— ТВТ, 1982, т. 20, № 1.
10. А. Ф. Александров, В. И. Артамонов, В. А. Бурцев, О. И. Суров, И. Б. Тимофеев, И. В. Шестаков, У. Юсупалиев.— Препринт НИИЭФА П-К-0532. Л., 1981.
11. Г. И. Белоголовцев, С. Р. Холев, А. П. Маркин.— ТВТ, 1979, т. 17, № 5.
12. А. Ф. Александров, В. И. Артамонов, О. И. Суров, И. Б. Тимофеев.— ЖТФ, 1981, т. 51, № 6.
13. В. И. Артамонов, И. Б. Тимофеев.— Физика плазмы, 1983, т. 9, № 5.
14. A. F. Alexandrov, O. I. Surov, S. F. Teselkin, I. V. Timofeev.— Proc. of the XVI Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Dueseldorf, 1983.
15. Г. И. Белоголовцев, А. П. Маркин, И. Б. Тимофеев, С. Р. Холев.— ТВТ, 1980, т. 18, № 2.
16. Судовский В. Н.— Тр. ФИАН, 1971, т. 56.
17. Ю. Г. Басов, С. А. Болдырев, С. Ф. Дзюбамаев, В. В. Фомин.— ТВТ, 1978, т. 16, № 5.
18. I. F. Kvartskhava, Yu. V. Matveev, E. Yu. Khautiev.— Nuclear fusion, 1971, v. 11, N 4.
19. Г. В. Данилова, С. П. Курдюмов, Ю. П. Попов, А. А. Самарский, Л. С. Царева.— Препринт ИПМ АН СССР, 1974, № 6.
20. Г. И. Белоголовцев.— ПТЭ, 1977, № 1.
21. А. А. Самарский, Ю. П. Попов. Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1975.
22. Н. П. Козлов, Л. В. Лесков, Ю. С. Протасов, В. И. Хвесюк.— ЖТФ, 1974, 43.
23. Н. П. Козлов, Л. В. Лесков, Ю. С. Протасов, В. И. Хвесюк.— ЖТФ, 1974, 14.
24. Н. П. Козлов, Л. В. Лесков, Ю. С. Протасов, В. И. Хвесюк.— ТВТ, 1973, 11.
25. Н. П. Козлов, В. А. Малащенко, Ю. С. Протасов.— ЖПС, 1975, 22.
26. А. С. Камруков, Н. П. Козлов, В. А. Малащенко, Ю. С. Протасов.— ЖТФ, 1977, т. 17, № 8.
27. В. Д. Зворыкин, А. С. Камруков, А. Д. Клементов, Н. П. Козлов, В. А. Малащенко, Ю. С. Протасов, В. Б. Розанов.— Квантовая электроника, 1977, т. 4, № 2.

28. Н. П. Козлов, Л. В. Лесков, Ю. С. Протасов, В. И. Хвесюк, В. В. Яминский.— ТВТ, 1974, т. 12, № 4.
29. А. С. Камруков, Н. П. Козлов, Ю. С. Протасов.— ТВТ, 1978, т. 16, № 6.
30. А. С. Камруков, Н. П. Козлов, Ю. С. Протасов.— ДАН СССР, 1978, т. 289, № 4.
31. М. А. Султанов, Л. И. Киселевский.— ТВТ, 1966, т. 4.
32. А. С. Камруков, Н. П. Козлов, Ю. С. Протасов.— ТВТ, 1978, т. 16, № 2.
33. В. Д. Зворыкин, Г. Н. Кашиников, А. Д. Клементов и др. Квантовая электроника. Т. 2. 1975.
34. А. С. Камруков, Н. П. Козлов, Ю. С. Протасов.— ТВТ, 1982, т. 20, № 2.
35. А. А. Бехов, А. С. Камруков, Н. П. Козлов, В. А. Малащенко, Ю. С. Протасов, В. Б. Розанов.— Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, в. 14.
36. А. С. Камруков, Н. П. Козлов, Ю. С. Протасов.— ДАН СССР, 1977, т. 237, № 6.
37. В. Д. Зворыкин, Г. Н. Кашиников, А. Д. Клементов, Н. П. Козлов, Н. Н. Куликовский, В. А. Малащенко, Ю. С. Протасов, В. Б. Розанов.— Препринт ФИАН, 1975, № 23.
38. А. С. Камруков, Г. Н. Кашиников, Н. П. Козлов, В. А. Малащенко, В. К. Орлов, Ю. С. Протасов.— Письма в ЖТФ, 1976, т. 2, в. 4.
39. А. С. Камруков, Г. Н. Кашиников, Н. П. Козлов, В. К. Орлов, Ю. С. Протасов.— Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, в. 24.
40. А. С. Камруков, Н. П. Козлов, Ю. С. Протасов.— Физика плазмы, 1979, т. 5, № 2.
41. А. С. Камруков, Н. П. Козлов, С. Г. Кузнецов, Ю. С. Протасов.— Квантовая электроника, 1982, т. 9, № 7.
42. А. Ф. Александров, Б. Азеддин, И. Б. Тимофеев, У. Юсупалиев. 5-я Всесоюз. конф. Динамика излучающего газа. М., 1983.
43. С. Ф. Чекмарев.— НМТФ, 1975.
44. А. Ф. Александров, Б. Азеддин, М. Г. Скворцов, О. И. Суров, И. Б. Тимофеев, У. Юсупалиев. 5-я Всесоюз. конф. Динамика излучающего газа. М., 1983.
45. А. М. Андриянов, В. И. Спицын.— ЖТФ, 1977, т. 47, вып. 11.

Ж. Ж. ЖЕЕНБАЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ ОДНОКАНАЛЬНОГО И ДВУХСТРУЙНОГО ПЛАЗМОТРОНОВ

В работе изложены основные результаты, полученные за последние годы сотрудниками Института физики и математики (ИФМ) АН Киргизской ССР в области физики низкотемпературной плазмы и атомной спектроскопии. Фундаментальные исследования в этом направлении посвящены изучению физических и физико-химических процессов в низкотемпературной плазме, разработке и внедрению эффективных физических методов спектрального анализа, развитию теории дуговой разряды, созданию новых типов электродуговых плазмотронов малой и средней мощности и методов ее диагностики.

Проводимые исследования условно можно разделить на четыре группы: теоретические исследования электрической дуги и струи плазмы; разработка новых конструкций плазмотронов малой и средней мощности; разработка комплекса диагностических методов низкотемпературной плазмы; применение разработанных в ИФМ генераторов плазмы в науке и технике.

За последние годы на основе теоретических и экспериментальных исследований существенно усовершенствованы разработанные ранее конструкции одноканального и двухструйного плазмотронов, имеющие высокую стабильность и длительный ресурс работы. При создании и усовершенствовании плазмотрона мы стремились получить спектрально чистый ламинарный поток плазмы, имеющий достаточно высокую полную и удельную энтальпию при сравнительно небольшом токе дуги и малом расходе газа [1, 2]. Благодаря широкой возможности оптимизации условий работы плазмотронов значительно расширена область применения разработанных нами плазмотронов.

ОДНОКАНАЛЬНЫЙ ПЛАЗМОТРОН

Высокая стабильность работы, ламинарность течения и другие положительные характеристики позволили рекомендовать одноканальный плазмотрон в качестве прибора с известными параметрами плазмы. Так, например, сотрудники Института радиотехники и электроники АН СССР успешно применили струю одноканального плазмотрона для лабораторного моделирования нелинейных эффектов распространения радиоволн в ионосфере [3].

С применением одноканального плазмотрона для спектрального анализа были впервые превышены стандартные пределы обнаружения многих элементов в горных и геологических пробах. Предложен и реализован способ возбуждения спектров растворов и порошков при струйном введении проб во внешний поток плазмы одноканального плазмотрона. Ведущими спектроскопистами нашей страны отмечены преимущества генератора плазмы по сравнению с традиционным источником угольной дуги [4—6]. Одноканальный плазмотрон в течение ряда лет применяется во многих учреждениях страны при спектральном анализе геологических проб и для контроля готовой продукции. Отметим, что диагностические методы низкотемпературной плазмы также разрабатывались на одноканальном плазмотроне.

ДВУХСТРУЙНЫЙ ПЛАЗМОТРОН

Как известно, в развитии новых технологических процессов наиболее перспективны многоструйные плазменные системы: об этом свидетельствуют патенты СССР и некоторых зарубежных стран. Двухструйный плазмотрон является одним из примеров использования такой многоструйной системы. Преимущество его заключается в том, что большая часть электрической дуги из металлических головок выносится в открытое пространство, что значительно повышает КПД нагрева газов. Технические данные разработанного нами двухструйного плазмотрона ДГП-50: потребляемая мощность 5—50 кВт, ток 50—250 А, расход защитного газа (аргон) 0,03—0,05 г/с, расход плазмообразующего газа (воздух, аргон, водород и др.) 0,1—0,6 г/с. Эта конструкция отличается от других возможностью работы как с инертными, так и с химически активными плазмообразующими газами с высокой стабильностью, длительным ресурсом непрерывной работы и удобством в эксплуатации.

Плазмотрон (рис. 1) состоит из двух расположенных под углом плазменных головок. Каждая головка имеет электрод и сопло из нескольких диафрагм. В электродную камеру подается защитный газ — аргон, между диафрагмами — плазмообразующий. Электрический ток от одного электрода к другому течет по струям плазмы. Жесткая вольт-амперная характеристика и высокая стабильность электрической дуги позволяют включить плазмотрон в цепь источника питания со слабо падающей характеристикой без балластного сопротивления. Ток дуги в этом случае регулируется изменением входного напряжения трансформатора. Зажигание дуги осуществляется пусковым устройством, создающим вспомогательные высокочастотный и дуговой разряды между электродами плазмотрона и диафрагмами сопла. Отметим, что режим работы двухструйного плазмотрона ДГП-50 при токах 50—250 А устойчив и КПД нагрева газа составляет 60—90%. Генератор плазмы данной конструкции может работать в положении, когда струи плазмы направлены вверх и вниз. Общий вид струи плазмы показан на рис. 2.

Исследования физических картин процессов в области слияния плазменных струй показали пути решения проблемы введения материалов между струями плазмы двухструйного плазмотрона. Известно, что соударение газовых струй и бестоковых плазменных потоков приводит к возникновению противотока в области слияния, что препятствует введению обрабатываемого дисперсного материала. Существующее в конструкции плазмотрона магнитное взаимодействие токовых струй принципиально изменяет картину явления. Вместо зоны повышенного давления в области слияния струй образуется зона пониженного давления, способствующая возникновению эффекта, что заметно облегчает ввод вещества в высокотемпературную зону. Очевидно, что обнаруженное явление специфично не только для данного плазмотрона, оно должно присутствовать в любой многоструйной системе с аналогичным направлением токов и обуславливать их технологическую эффективность. Отметим, что в основу конструкции двухструйного плазмотрона легли разработанные нами анодные и катодные узлы, обеспечивающие непрерывную работу его в течение сотен часов [1, 2]. Подобные электроды имеют практическое значение при создании новых типов МГД-генераторов, когда плазменные струи используются в качестве электродов для решения проблемы долговечности и эффективности их работы.

Двухструйный плазмотрон доказал свою перспективность и нашел применение в целом ряде технологических процессов на многих предприятиях и в научных учреждениях страны. Дальнейшее развитие плазмостроения и эффективное использование плазмотронов в различных отраслях науки и техники тесно связаны с разработкой новых и усовершенствованием существующих методов, а также аппаратуры для диагностики плазмы с целью выяснения механизма нагрева газа и взаимодействия плазмы с вводимым веществом.

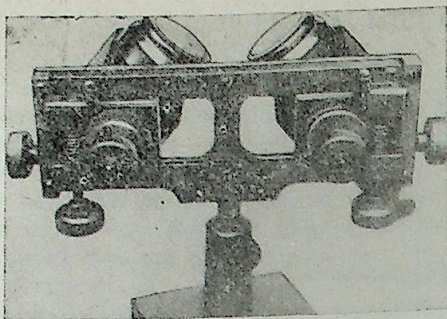


Рис. 1. Общий вид двухструйного плазмотрона.

За последние годы в ИФиМ разработаны и существенно усовершенствованы диагностические методы, позволяющие получить достаточно полную картину электрических, динамических, радиационных и тепловых процессов в электродуговой плазме.

1. Интерферометрический метод измерения температуры с использованием серийного прибора ИАБ-451 в качестве двухлучевого интерферометра, позволяющий в сочетании со спектроскопическим методом определить полный профиль температуры в струе плазмы (от максимальной на оси до комнатной на периферии). Указан прием учета приборных искажений и аксиальных градиентов плотности плазмы, выявлены условия постановки эксперимента, когда могут быть получены надежные результаты.

2. Разработан метод (с соответствующим аппаратным оформлением) измерения локального ускорения трассирующей частицы в плазме, отличающийся от известных большой точностью и лучшим пространственным разрешением. Метод применяется для нахождения скорости плазмы при известных температуре плазмы и аэродинамическом коэффициенте сопротивления сферы. Данный метод используется для определения коэффициента сопротивления сферы в аргоновой плазме. Наши исследования показали, что при использовании каскадной дуги с диаметром канала 3 и 1,5 см возможно надежное определение коэффициента аэродинамического сопротивления шара в плазме при числах Рейнольдса $Re = 1 \div 20$.

3. Усовершенствован шлирен-интерферометрический метод изучения характера течения потока плазмы при различных режимах работы плазмотрона. Исследования проведены при вариации силы тока, пространственного расположения электродных головок, расхода плазмообразующего газа, а также фазовых состояний вводимых веществ (газ, жидкость, порошок). Установлено, что введение газа или аэрозоля турбулизует основной поток, а введение порошка стабилизирует плазму. Обсуждены причины влияния фазовых состояний вводимых веществ, протекания электрического тока на характер течения, т. е. на турбулизацию или на ламинаризацию потока по общепринятому критерию Рейнольдса. Шлирен-интерферограммы потока плазмы показаны на рис. 3.

4. Предложен способ определения силового воздействия плазменных потоков на обрабатываемую поверхность.

5. Отметим, что для обработки данных динамического эксперимента предложены модельные функции.

Кроме того, освоены и усовершенствованы:

— зондовые методы измерения распределения потенциала в струях и потоке плазмы двухструйного плазмотрона;

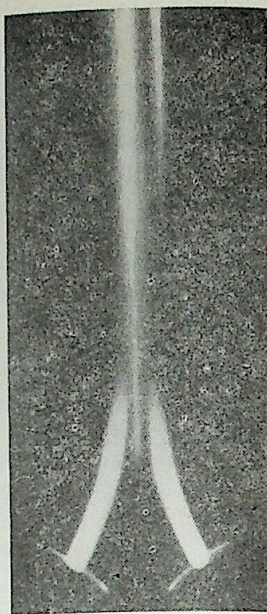
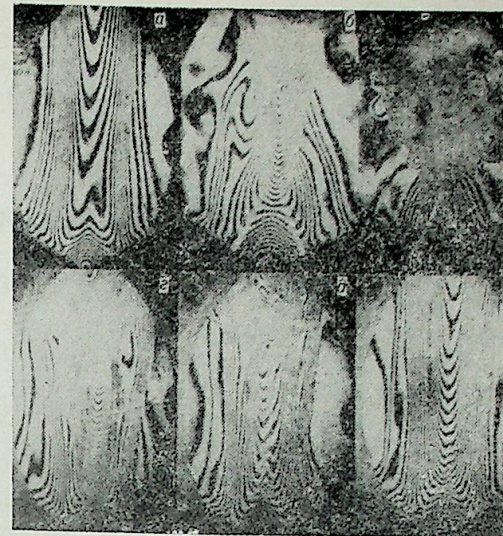


Рис. 2. Общий вид потока плазмы двухструйного плазмотрона.

$I=105$ А, $V=145$ В, $G=-0,13$ г/с.

Рис. 3. Шлирен-интерферограммы потока плазмы ($I = 105$ А): при расходе плазмообразующего газа 0,12 г/с (а), 0,24 (б); 0,36 (в); 0,12 г/с (г, д, е) и при введении в зону слияния струй вещества: аргона с расходом 0,03 г/с (з); аэрозоли (и) и аэрозвеси (е) с расходом транспортирующего газа 0,03 г/с.



— калориметрические методы измерения распределения температуры в потоке плазмы и другие методы диагностики низкотемпературной плазмы.

Разработанные в ИФиМ диагностические методы позволили получить важные результаты и выявить качественно новые, тонкие эффекты:

— обнаружено существование профильного эффекта в градиентных потоках плазмы, оценена его величина и даны некоторые рекомендации по его учету при конструировании плазмохимических реакторов;

— выяснен характер взаимодействия потока плазмы с вводимым веществом и качественно оценен эффект стабилизации, ламинаризации потока плазмы при введении мелкодисперсных материалов;

— установлены условия, способствующие возникновению эффекта естественного подсоса дисперсных материалов и высокой эффективности нагрева введенных веществ в зоне слияния струй;

— объяснено влияние состава окружающей среды на распределение параметров плазмы и получены новые данные, характеризующие тепло- и массообмен исследуемой струи;

— показано, что наличие почти параллельных токоведущих плазменных струй приводит к интересному физическому явлению — диффузному стационарному протеканию тока между электродными струями плазмы. Исследование температурной и электрической структур позволило классифицировать его как самостоятельный дуговой разряд. Наличие областей диффузного разряда с большими напряженностями электрического поля позволяет увеличивать плотность энерговыделения, что также повышает эффективность нагрева вводимых веществ.

Измерение температуры различными методами показало, что в струях плазмы нет существенных отклонений от ЛТР. Этому способствуют ламинарность течения и отсутствие внешних электрических и магнитных полей.

В результате практических исследований в совокупности с теоретическими работами показано существенное влияние эффекта электромагнитного ускорения плазмы на параметры сильноточной дуги. Построена уточненная математическая модель электрической дуги в потоке газа с учетом электромагнитного ускорения и бестоковой струи плазмы. Достоверность подтверждена сопоставлением результатов расчета с экспериментальными данными.

Реализованный комплекс диагностических методов позволил оптимизировать режим работы плазмотрона применительно к конкретному технологическому процессу и провести аттестацию двухструйного плазмотрона как прибора.

Отметим, что использование усовершенствованных нами методов позволяет с большей достоверностью проводить диагностику подобных объектов. Так, например, применение усовершенствованного шлирен-интерферометрического метода при исследовании высокотемпературных плазменных потоков позволяет установить не только характер течения, но и

получить данные для измерения распределения температуры, плотности. Методом динамического взаимодействия сферических частиц с потоком плазмы можно при определенных условиях определять плотность и вязкость плазмы, коэффициент аэродинамического сопротивления частиц в плазме.

ПРИМЕНЕНИЕ ДВУХСТРУЙНОГО ПЛАЗМОТРОНА В ТЕХНИКЕ

Анализ опубликованных работ, посвященных плазменному напылению, показывает, что прутковые распылители по сравнению с порошковыми дают в некоторых случаях лучшие результаты.

При распылении прутков (проволок, стержней, шнуров) материал обязательно проходит стадию плавления, что оказывает благоприятное влияние на качество покрытий. Покрытия сложного химического состава можно получить распылением шнуров или порошковых проволок. Кроме того, для плавления прутков можно непосредственно использовать дуговой разряд и тем самым увеличить производительность установок и снизить удельные энергозатраты процесса. Известно, что основными условиями распыления должны быть стабильность электрических характеристик устройства, фокусирующая направленность газовых потоков и симметрия процесса плавления и дробления прутка.

С учетом особенностей процессов плазменного напыления в ИФим создана полупромышленная установка на базе двухструйного плазмотрона для распыления прутковых материалов, отличающаяся повышенной однородностью состава образующихся частиц и стабильностью процесса распыления [7]. При этом использована модифицированная конструкция двухструйного плазмотрона, разработанного ранее для возбуждения спектров веществ при эмиссионном спектральном анализе. Изменения в генераторе плазмы были направлены на получение минимального угла между плазменными струями, уменьшение между плазменными головками, снижение напряжения на межэлектродном промежутке, а также на увеличение срока службы плазмотрона при работе с максимальными расходами плазмообразующего газа. Модернизация конструкции позволила при той же потребляемой мощности увеличить термическое и динамическое воздействие на обрабатываемый материал, помещенный в зону слияния плазменных струй.

Реализованный процесс с использованием двухструйного плазмотрона показывает, что по целому ряду параметров (стабильность, производительность, удельные затраты энергии, гранулометрический состав частиц) полученные характеристики превосходят многие серийные и исследовательские установки.

При изучении процесса распыления материала путем сопоставления с теоретическими данными выявлено, что частицы образуются не только под действием газодинамических сил, но и вследствие капиллярных возмущений поверхности расплава.

Распылитель характеризует способность к нанесению однородных покрытий с наименьшей пористостью. Это возможно при напылении частицами одинаковых размеров, распределенными поперек потока с одинаковой плотностью вероятности. В связи с тем, что на практике происходят очень большие отклонения от указанного режима (широкий спектр размеров частиц, гауссовское распределение вероятности нахождения частиц, отклонение от осевой симметрии), необходимо определить возможность применения распылителя с конкретными характеристиками для нанесения покрытий на плоские поверхности, тела вращения и фигурные изделия.

Для реальных характеристик разработанного распылителя изучена возможность получения однородных покрытий на плоских телах. Для этого использовались поверхности дискового и ленточного конвейеров. Показано, что с помощью двухструйного плазмотрона можно наносить

достаточно однородные покрытия (по толщине до ~80%) с плотностью покрытия до 95% от теоретической.

Исследованы некоторые режимы распыления стержневых материалов из керамики (основа — окись алюминия). Изучаются гранулометрический состав образующихся частиц и способы управления размерами пятна напыления.

Теоретическими методами исследованы процессы формирования и отрыва капель с торца распыляемого прутка в зависимости от скорости, температуры и угла слияния потоков плазмы, диаметра прутка и его материала. Изучается возможный механизм дробления капель расплава в потоке плазмы, основанный на гравитационно-капиллярном возмущении поверхности расплава.

В процессе опытной эксплуатации установки выяснено, что одним из перспективных направлений является применение в промышленности строительных материалов плазменных генераторов, обеспечивающих широкий диапазон изменения режимов работы и регулирования термодинамических параметров плазменных потоков.

На базе двухструйного плазмотрона разработана технология плазменного нанесения металлических покрытий на поверхность стекла, бетона, керамических и асбестоцементных плиток. Новая технология изготовления облицовочных материалов позволяет значительно улучшить их защитные и декоративные свойства. Для получения различных оттенков окраски поверхности отделочных материалов используются алюминий, латунь, никром, сталь и другие недорогие прутковые материалы. Испытания показали, что эти материалы соответствуют требованиям ГОСТа-7025-78 к строительным материалам на морозостойкость и водопоглощение. Внедрение этой технологии позволит расширить ассортимент высококачественных облицовочных материалов и уменьшить стоимость отделки.

На базе двухструйного плазмотрона ДГП-50 нами разработана лабораторная плазменно-дуговая установка для оплавления керамических микросфер из окисных материалов. Проведены исследования технологических режимов плазменной обработки. В результате детальных экспериментов и расчетов получен оплавленный слой заданной толщины на микрочастицах из окисных материалов размером 250—750 мкм. Установка позволяет вести обработку и наблюдения в плазме практически любого состава — как единичных частиц, так и при полной загрузке плазмы обрабатываемым материалом.

В ИФим АН Киргизской ССР систематически проводятся исследования, связанные с разработкой и внедрением новых эффективных атомно-спектроскопических методов контроля технологических процессов обогащения и обработки руд. Применение двухструйного плазмотрона для спектрального анализа, в отличие от одноканального или угольной электрической дуги, имеет ряд преимуществ: повышается отдача тепла от плазмы к дисперсным материалам; обеспечиваются лучшие условия ввода вещества в высокотемпературную зону плазменного потока. Разработана конструкция устройств для ввода порошков, аэрозолей и жидкостей в плазму, а также автоматическая система запуска и контроля работы плазмотрона. Использование таких установок дает возможность проведения прямого спектрального анализа широкого круга элементов в различных материалах без предварительного химического обогащения.

В ИФим проводятся и другие работы, связанные с применением плазменно-лазерной техники для решения актуальных народнохозяйственных задач республики.

Совместно с Институтом тепло- и массообмена АН БССР разработана и проходит испытание плазменная установка, позволяющая получить окислы РЗЭ (лантан, иттрий) путем термического разложения оксалатов [8]. Установлено, что исследуемый химический процесс может протекать значительно быстрее в условиях высоких температур плазменного потока. Замена существующей технологии на плазменную весьма перспективна:

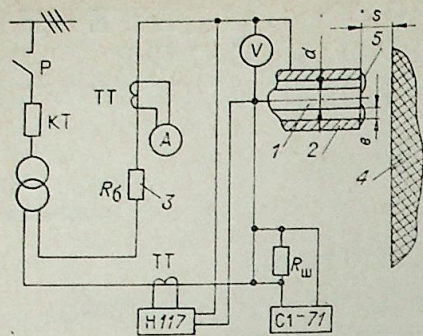


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

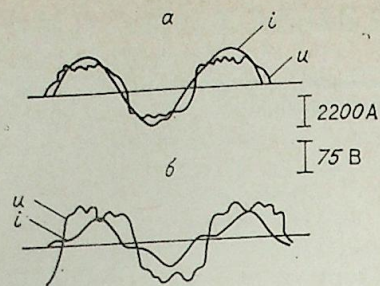


Рис. 2. Осциллограммы тока i и напряжения u дуги для двух режимов.

$a - I = 2000 \text{ А}; U = 53 \text{ В}; b - I = 1300 \text{ А}; U = 64 \text{ В}; s = 0,02 \text{ м}; d = 0,072 \text{ м}; G = 2,1 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с}.$

виде трубчатого (труба 20×2 мм, сталь 20) водоохлаждаемого змеевика, имело сопротивление $0,022 \text{ Ом}$. При снятии вольт-амперной характеристики (ВАХ) сила тока в цепи изменялась путем плавного (в течение ~ 20 с) регулирования индуктивности одного из двух последовательно соединенных трансформаторов ТСД-2000.

Все измерения проводили при установившемся режиме работы плазматрона.

Порядок эксперимента был следующим. Плазматрон подводился на определенное расстояние s к преграде 4, сложенной из силикатного кирпича. Путем соприкосновения электродов 1 и 2 без подачи воздуха производили зажигание дуги в плазматроне. После возбуждения дуги включалась подача воздуха, которая плавно увеличивалась по мере прогревания электродов. Под действием динамического напора газа дуги 5 выдуваются из межэлектродного зазора в полость между плазматроном и оплавленным изделием и горят на торцах электродов, как показано на рис. 1. Указанное положение нескольких одновременно горящих дуг установлено при наблюдении за работой плазматрона на стационарном режиме через светозащитные стекла, а также по следам эрозии на электродах. Таким образом, торцы электродов и преграда образуют разрядную камеру, в которой протекают сложные электродинамические и тепловые процессы. Время выхода плазматрона на стационарный режим $1,5 - 2$ мин. По истечении этого времени для сохранения заданного расстояния s (преграда в месте розжига сильно оплавляется) плазматрон перемещался вдоль стенки и фиксировался для снятия ВАХ. Запись напряжения u и силы тока i производилась в осциллографе Н117 на фотобумагу УФ. Кроме того, форма кривых напряжений u и силы тока i визуально контролировалась с помощью осциллографа С1-72.

Результаты измерений показывают, что при $I = 1600 - 2000 \text{ А}$ форма кривой тока i близка к синусоидальной, а при $I = 800 - 1300 \text{ А}$ кривая для i отклоняется от синусоиды в области прохождения через нуль (рис. 2). Форма кривой напряжения u на дуге приближается к трапеципидальной и характерна для лампярных дуг [5]. Отсутствие пика зажигания на кривой объясняется, как и в [3, 5], значительной тепловой инерционностью дугового промежутка за счет его подогрева раскаленными электродами.

Как и для других плазматронов [1, 2], статическая ВАХ плазматрона с «горячими» электродами зависит от расхода G плазмообразующего газа. С ростом G кривые ВАХ смещаются вверх (рис. 3) вследствие увеличения сопротивления дугового разряда.

Выше указывалось, что ввиду малости расхода плазмообразующего газа для исследуемого плазматрона сила тока в дуге зависит от расстояния s между торцами электродов и оплавленной преградой. Поэтому в настоящей работе определяется зависимость ВАХ плазматрона от его

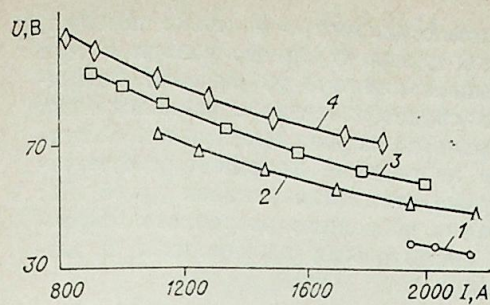


Рис. 3. Вольтамперные характеристики (ВАХ) дуги в зависимости от расхода воздуха.

$1 - G = 1,1 \cdot 10^{-3}; 2 - 1,7 \cdot 10^{-3}; 3 - 2,5 \cdot 10^{-3}; 4 - 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с}; d = 6,6 \cdot 10^{-2} \text{ м}; s = 2 \cdot 10^{-2} \text{ м}; b = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$

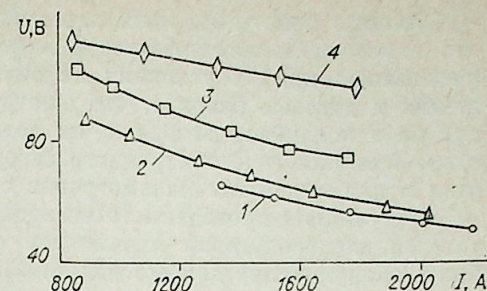


Рис. 4. Влияние расстояния между плазматроном и преградой на ВАХ.

$1 - s = 5 \cdot 10^{-3}; 2 - 1 \cdot 10^{-2}; 3 - 2 \cdot 10^{-2}; 4 - 3 \cdot 10^{-2} \text{ м}; 1, 2, 3 - G = 2,9 \cdot 10^{-3}; 4 - 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с}; d = 6,6 \cdot 10^{-2} \text{ м}; b = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$

расстояния до нагреваемого тела (рис. 4). Рост напряжения на дуге с увеличением s объясняется снижением температуры газа в дуговом разряде и уменьшением его электропроводности вследствие возрастания потерь тепла дуги в окружающую среду. Отчасти влияние s на ВАХ можно объяснить и изменением длины дуги. При малых s с увеличением расстояния между плазматроном и преградой (что соответствует увеличению размеров разрядной камеры) длина дуги возрастает, и это способствует росту напряжения. Однако при дальнейшем увеличении s из-за резкого возрастания тепловых потерь длина дуги сокращается и в пределе ($s \sim 40$ мм) равна ширине межэлектродного зазора. Рост напряжения на дуге при этом обусловлен только увеличением теплоотода.

В работе делается попытка обобщить полученные данные по ВАХ для плазматрона переменного тока с графитовыми электродами. При обобщении результатов по ВАХ для различных схем плазматронов за характерный размер принимают различные величины: для плазматронов линейной схемы с длинными дугами — внутренний диаметр выходного электрода [1], для плазматронов с поперечно обдуваемой короткой дугой — ширину межэлектродного зазора [4]. В нашем случае, когда дуги располагаются на торцах электродов и поперечно обдуваются (частично и продуваются) потоком газа, за характерный размер следует принять диаметр стержневого электрода, ибо он более других размеров (например, ширины межэлектродного кольцевого зазора) отвечает физическому существу процесса. Действительно, при указанном расположении дуг их длина и мощность помимо прочего (напряжения на электродах, расхода газа и т. п.) определяются размерами электродов, прежде всего внутреннего. Обработка опытных данных по методике, например [7], дала уравнение для вольт-амперной характеристики

$$U = 4,7 \cdot 10^4 \left(\frac{I^2}{Gd} \right)^{-0,25} \left(\frac{G}{d} \right)^{0,25} \left[1 + 9 \left(\frac{s}{d} \right)^3 \right].$$

Полученная формула позволяет рассчитывать напряжение дуги с точностью около 15% в следующем диапазоне изменения величин: $G = (1,1 \div 3,3) \cdot 10^{-3} \text{ кг/с}; d = 0,05 \div 0,07 \text{ м}; b = (2,5 \div 10) \cdot 10^{-3} \text{ м}; s = (5 \div 30) \cdot 10^{-3} \text{ м}; p \sim 10^5 \text{ Па}.$

В отличие от известных обобщенных ВАХ дуг с самоустанавливающейся длиной для данного плазматрона в формулу входит критерий $[1 + 9(s/d)^3]$, который учитывает потери тепла дуги в окружающую среду в зависимости от расстояния между плазматроном и преградой.

ВАХ плазматрона с «горячими» электродами — падающая и по характеру близка к вольт-амперной характеристике дуги, движущейся в воздухе, для которой, согласно [8], $E \sim I^{-0,52}$.

Анализ вольт-амперных характеристик плазматрона также показал, что в исследованном диапазоне ширина межэлектродного зазора b при постоянных прочих условиях не оказывает влияния на падение напряжения в дуговом разряде, что еще раз свидетельствует о расположении дуг не в кольцевом зазоре, а на поверхности торцов электродов. Отсутствие влияния межэлектродного зазора на падение напряжения отмечается и для линейных плазматронов с самоустанавливающейся дугой [7]. Результаты проведенного исследования позволяют рассчитать эффективный электродуговой плазматрон с графитовыми электродами и выбрать оборудование для его питания.

Московский инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
21/III 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Жуков М. Ф., Смоляков В. Я., Урюков Б. А. Электродуговые нагреватели газа (плазматроны). М.: Наука, 1973.
2. Богатырева В. А., Воробьева Н. И., Жуков М. Ф., Сухинин Ю. И. Вольт-амперные характеристики дуги переменного тока, горящей в плазматроне вихревой схемы.— Изв. СО АН СССР, 1967, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.
3. Фингельбург В. и Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. М.: ИЛ, 1961.
4. Вощенко А. А., Ильин Д. Т. и др. Экспериментальные исследования коаксиального плазматрона на природном газе.— Изв. СО АН СССР, 1967, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.
5. Сергеев П. В. Электрическая дуга в электродуговых реакторах. Алма-Ата: Наука, 1978.
6. Пашацкий Н. В., Молчанов Е. А., Чугин С. А. Исследование температурного режима графитового электрода.— ИФЖ, 1982, т. XLIII, № 1.
7. Основы расчета плазматронов линейной схемы/Под ред. М. Ф. Жукова. Новосибирск, 1979.
8. Ясько О. И. Обобщение характеристик электрических дуг.— ИФЖ, 1964, т. 7, № 12.

УДК 537.523.5 : 536.24

В. Д. ДАРАГАН, А. Ю. КОТОВ, С. В. КРИВКО-КРАСЬКО,
А. В. ПУСТОГАРОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ ПРИ ПОРИСТОМ ОХЛАЖДЕНИИ

Одним из наиболее эффективных методов тепловой защиты конструктивных узлов высокотемпературных теплообменников является транспирационное (пористое) охлаждение, заключающееся в пропускании газообразного или жидкого теплоносителя через пористые элементы.

В настоящее время по теплообмену и гидродинамике в пористых средах имеется большое количество работ, однако число публикаций по теории нестационарных течений ограничено [1—7].

В данной работе рассмотрена нестационарная теплогидравлическая задача применительно к пористому охлаждению межэлектродной вставки (МЭВ) плазматрона. Система нестационарных уравнений теплообмена в пористой недеформируемой среде в одномерном приближении имеет вид (расчетная схема приведена на рис. 1):

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial (m \cdot r)}{\partial r} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{1}{\Pi} \cdot \frac{\partial m}{\partial t} + \frac{1}{r} \cdot \frac{1}{\Pi^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \cdot \left(r \cdot \frac{m^2}{\rho_g} \right) = - \frac{\partial P}{\partial r} - \alpha \mu \frac{m}{\rho_g} - \beta \frac{m^2}{\rho_g}, \quad (2)$$

$$\Pi \cdot C_p \cdot \rho_g \cdot \frac{\partial T_g}{\partial t} + C_p \cdot m \frac{\partial T_g}{\partial r} = \alpha_v \cdot (T_w - T_g), \quad (3)$$

$$\rho_w \cdot C_w \cdot (1 - \Pi) \cdot \frac{\partial T_w}{\partial t} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \cdot \left(\lambda_{w\text{эф}} \cdot r \cdot \frac{\partial T_w}{\partial r} \right) - \alpha_v \cdot (T_w - T_g) + q_v \cdot (1 - \Pi), \quad (4)$$

где $\rho_g = P/(RT_g)$, $\alpha_v = f(\lambda_g, m, \mu_g)$, $m = G_{\text{вх}}/(2\pi r)$,

при следующих граничных условиях:

$$t = 0, T_w(0, r) = T_g(0, r) = T_0; \quad (5)$$

$$r = r_{\text{вых}}, - \lambda_{w\text{эф}} \cdot \frac{\partial T_w}{\partial r} = q_w(t); \quad (6)$$

$$r = r_{\text{вх}}, \lambda_{w\text{эф}} \cdot \frac{\partial T_w}{\partial r} = \alpha_{\text{вх}} (T_w - T_{g\text{вх}});$$

$$m_{\text{вх}} \cdot C_p \cdot (T_g - T_{g\text{вх}}) = \lambda_{w\text{эф}} \cdot \frac{\partial T_w}{\partial r}; \quad (7)$$

$$m_{\text{вх}} = G_{\text{вх}}/(2\pi r_{\text{вх}}).$$

Наличие членов, определяющих гидравлическую нестационарность $\left(\frac{\partial \rho_g}{\partial t}, \frac{\partial m}{\partial t} \right)$, и сил инерции $\frac{\partial}{\partial z} (rm/\rho_g)$ существенно усложняет алгоритм решения. Поэтому возникает необходимость оценить их влияние. Из рассмотрения системы уравнений

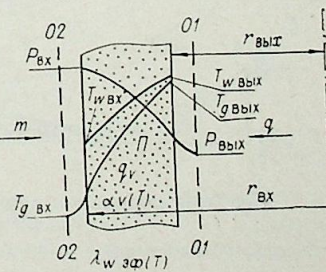


Рис. 1. Расчетная схема пористого охлаждения: сечения 02.

01 — граница невозмущенной области на входе и выходе пористой стенки.

Таблица 1

Анализ погрешности расчета температур при пренебрежении инерционными членами для характерных режимов пористого охлаждения азотом и водородом

Параметр	ПК, П-0,81	W, П-0,2	X18H9T, П-0,42	Параметр	ПК, П-0,81	W, П-0,2	X18H9T, П-0,42
	H ₂	H ₂	N ₂		H ₂	H ₂	N ₂
m	0,5	5	10	β	$0,28 \cdot 10^6$	$0,42 \cdot 10^8$	$0,26 \cdot 10^6$
P	$20 \cdot 10^5$	$50 \cdot 10^5$	$20 \cdot 10^5$	K_1	10^{-2}	$0,48 \cdot 10^{-1}$	$0,28 \cdot 10^{-1}$
P_w	10^6	10^8	10^7	K_2	$1,1 \cdot 10^{-7}$	$0,23 \cdot 10^{-3}$	$0,8 \cdot 10^{-15}$
T_{gmax}	450	1500	1400	ΔT	$0,2 \cdot 10^{-2}$	$8,2 \cdot 10^{-2}$	$7,4 \cdot 10^{-2}$
α	$0,12 \cdot 10^{11}$	$0,52 \cdot 10^{14}$	$0,52 \cdot 10^{11}$	Погрешность	0,2%	8%	7%

(1)–(7) при допущениях $m^2/\rho_g \ll P$, $C_p \rho_g \ll C_w \rho_w$ и постоянства всех коэффициентов можно получить следующие уравнения:

$$\Delta m \leq \frac{\rho_{gmax}}{T_0 m_{вх}} \cdot \frac{q_w}{C_w \rho_w} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{2m_{вх}}{L} \cdot \frac{r_{вх}}{r_{вх}}\right) \left(\frac{\alpha_v}{C_p}\right)} = K_1;$$

$$\Delta P \leq \frac{\Delta r P}{P_{вх}} \left\{ \frac{m^2}{\rho_{gmin} P_{вх}} + \frac{1}{\left(\alpha_m \frac{m}{\rho_g} + \frac{\beta m^2}{\rho_g}\right)} \right\} \times$$

$$\times \left[\frac{2q_w}{PC_p T_g} \left(\frac{\alpha_v}{C_w \rho_w} + \frac{m}{P \rho_g L} \right) + \frac{m^2}{\rho_g P r_{вх}} \right] = K_2;$$

$$\Delta T_g \leq \left(\frac{2q_w}{2C_p m T_0} + 1 \right) \cdot \frac{r_{вх}}{r_{вх}} \cdot \frac{K_1}{1 - K_1}.$$

Здесь Δm , ΔP , ΔT_g — относительные погрешности определения расхода, напряженности, давления и температуры газа соответственно.

Результаты оценок погрешностей для наиболее характерных режимов пористого охлаждения МЭВ приведены в табл. 1. На основании этих результатов можно сделать вывод о возможности пренебрежения в большинстве практических задач гидравлической нестационарностью и инерционными членами.

Исходная система уравнений с учетом принятых допущений решалась методом конечных разностей. Для решения применялась разностная схема, явная по пространственным производным и неявная по источни-

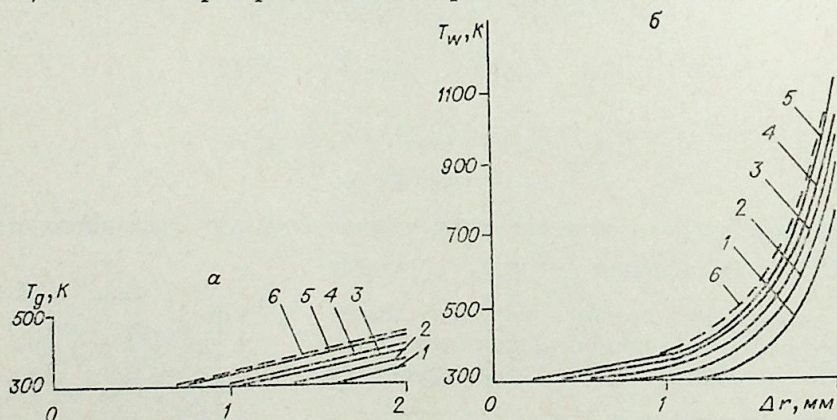


Рис. 2. Нестационарное температурное поле в пористом материале [ПК, П-0,81, $q_w = 10^6$ Вт/м², H₂, $m = 0,5$ кг/(м²·с)]: а) по газу; б) по скелету; $t = 0,4$ с (1); 0,8 (2); 1,2 (3); 2 (4); 4 с (5); стационарное температурное поле (6).

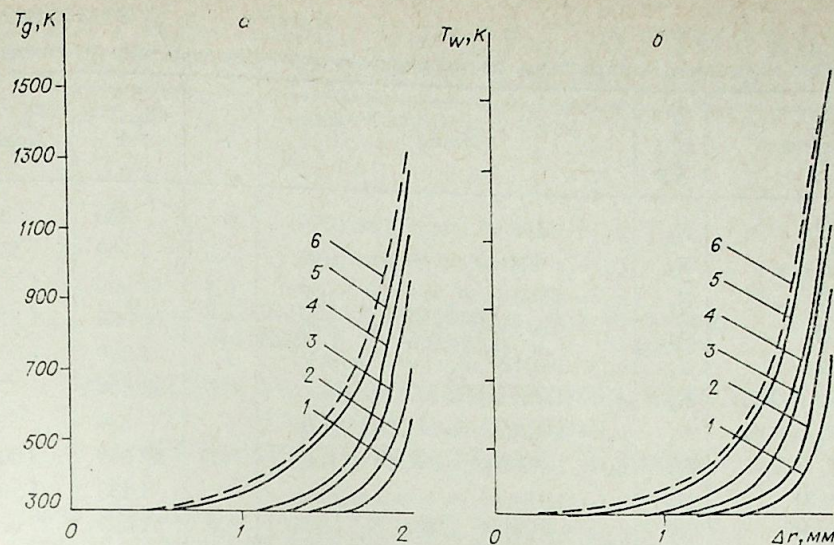


Рис. 3. Нестационарное температурное поле в пористом материале [X18H9T, П-0,42, $q_w = 10^7$ Вт/м², N₂, $m = 10$ кг/(м²·с)]: а) по газу; б) по скелету; $t = 0,02$ с (1); 0,04 (2); 0,08 (3); 0,15 (4); 1 с (5); стационарное температурное поле — 6.

ковому члену, второго порядка точности по r и первого по времени. Учет температурных зависимостей теплофизических свойств проводился методом последовательных приближений. Программа, реализующая алгоритм, написана на языке АЛГОЛ для ЭВМ М-222.

В данной работе проведено численное исследование температурных полей МЭВ с наружным диаметром $24 \cdot 10^{-3}$ м, внутренним $20 \cdot 10^{-3}$ м и при мгновенном нагружении лучистым тепловым потоком ($q_w = 1-100$ МВт/м²) внутренней поверхности. Охладитель (водород, азот) подавался через наружную поверхность.

В начальный момент ($T_0 = 300$ К) теплофизические свойства газа и материала взяты из [8, 9], α_v определится по формуле [10]:

$$\alpha_v = 0,029 \lambda_g \cdot m^{1,84} \cdot (\alpha/\beta)^{-0,16} \cdot \mu^{-1,84}.$$

Коэффициент теплоотдачи на входе в пористую стенку задавался постоянным $\alpha_{вх} = 200$ Вт/(м²·К).

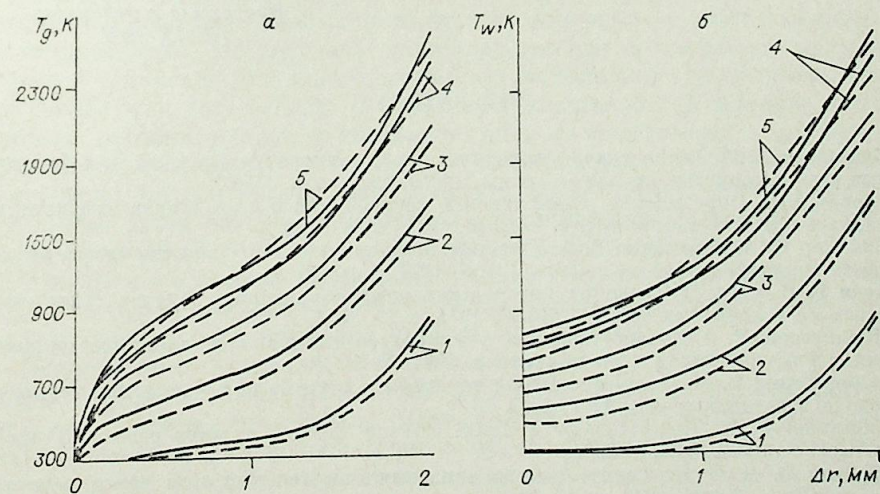


Рис. 4. Нестационарное температурное поле пористого материала [W, П-0,2, $q_w = 10^6$ Вт/м², N₂, $m = 30$ кг/(м²·с)] с учетом (—) и без учета (---) зависимости теплофизических свойств материала (б) и охладителя (а) от температуры. $t = 0,01$ с (1); 0,05 (2); 0,1 (3); 0,2 (4); 0,4 с (5).

Некоторые характерные параметры нестационарных режимов пористого охлаждения

Материал	Охлаждающая среда	Режим	$t_{\text{вых}}^*$, с	dT_w/dt , К/с	dT_w/dr , К/мм
W, П-0,2	N ₂	$q_w = 1\text{МВт/м}^2, m = 2 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$	5	350	25
W, П-0,2	N ₂	$q_w = 10\text{МВт/м}^2, m = 5 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$	3,5	1 500	150
W, П-0,2	N ₂	$q_w = 100\text{МВт/м}^2, m = 30 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$	0,8	67 000	1 500
W, П-0,2	N ₂	$q_w = 10\text{МВт/м}^2, m = 1 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$	0,2	63 000	1 370
W, П-0,2	N ₂	$q_w = 100\text{МВт/м}^2, m = 5 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$	1	2 200	1 300
X18H9T, П-0,42	N ₂	$q_w = 1\text{МВт/м}^2, m = 1 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$	0,5	4 400	70
X18H9T, П-0,42	N ₂	$q_w = 1\text{МВт/м}^2, m = 2,5 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$	4	350	50
X18H9T, П-0,42	N ₂	$q_w = 10\text{МВт/м}^2, m = 10 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$	0,8	12 500	3 600
ПК, П-0,81	H ₂	$q_w = 1\text{МВт/м}^2, m = 0,5 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$	4	1 130	1 900
ПК, П-0,81	N ₂	$q_w = 5\text{МВт/м}^2, m = 5 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$	1,0	11 000	50 000

На рис. 2—4 приведены характерные температурные поля для вольфрама W (П-0,2), стали X18H9T (П-0,42), пенокордиерита ПК (П-0,81). Показано, что на переходных режимах градиенты температур могут значительно (на 20% и более) превышать стационарные. Существенно и влияние зависимости теплофизических свойств материала и газа от температуры (см. рис. 4). Результаты расчета некоторых характерных параметров пористого охлаждения МЭВ приведены в табл. 2.

ОБОЗНАЧЕНИЯ

T_g, T_w — температура газа, стенки, К; m — удельный массовый расход, кг/м²·с; q — удельный тепловой поток, Вт/м²; ρ — плотность, кг/м³; μ — коэффициент динамической вязкости, (Н·с/м²); C_p — теплоемкость, Дж/(кг·К); $\lambda_{\text{эф}}$ — эффективная теплопроводность материалов, Вт/мК; $\alpha_e, \alpha_{\text{вх}}$ — коэффициенты внутреннего и входного теплообмена, Вт/(м²·К); R — газовая постоянная, Дж/(кг·К); $C_{\text{вх}}$ — расход охладителя на единицу длины цилиндра, кг/(м·с); α, β — вязкостный и инерционный коэффициенты гидравлического сопротивления, м⁻² и м⁻¹ соответственно.

Поступила в редакцию
10/IX 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Крымасов В. Н. Теплоотдача, сопротивление и температурные поля при фильтрации газа в пористых средах. — Труды ЦАГИ, 1972, вып. 1408.
2. Главачка В. Определение коэффициента теплообмена в слое шаров квазистационарным циклическим методом. — ИФЖ, 1975, т. 28, № 4.
3. Новиков П. А., Еременко В. А. Решение нестационарной задачи пористого охлаждения приближенным методом. — ИФЖ, 1971, т. 20, № 4.
4. Леви Р. В. и др. Применение методов конечных элементов в задачах теплопереноса в пористых телах. — ИФЖ, 1975, т. 29, № 3.
5. Мендельсон Р. Неустановившаяся температура стенки при пористом охлаждении. — Ракет. техника и космонавтика, 1963, № 5.
6. Галицкий Б. М. Нестационарный теплообмен в трубе при изменении теплового потока и расхода газа. — ТВТ, 1967, № 5.
7. Schumann T. E. Heat transfer a liquid flowing thorough a porous prism. — Franklin Institute Journal, 1929, N 208.
8. Дараган В. Д. и др. Расчет потерь давления при течении газа через пористые материалы. — ИФЖ, 1979, т. 36, № 5.
9. Чиркин В. С. Теплофизические свойства материалов ядерной техники. Справочник. М.: Атомиздат, 1968.
10. Майоров В. А. Течение и теплообмен однофазного охладителя в пористых металлокерамических материалах. — Теплоэнергетика, 1978, № 1.

УДК 533.924

В. А. БЛИЗНЮК, А. Н. ГРИГОРЬЕВ, В. Б. КАЛАЧЕВ,
А. Я. ЛЫТКИН, В. Г. ОСИПЦЕВ, И. А. ТАБОРКО

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОХИМИЧЕСКИХ КАТОДОВ С АКТИВНОЙ ВСТАВКОЙ ИЗ ЦИРКОНИЙ-ГАФНИЕВЫХ СПЛАВОВ

Эксплуатационные характеристики катода плазмотрона в значительной степени определяют возможность применения некоторых электродуговых аппаратов в промышленных технологических процессах. Известно, что скорость разрушения термохимического катода определяется условиями его эксплуатации, а также свойствами материалов и геометрическими размерами активной вставки и обоймы. Поэтому значительная часть исследований по созданию высокоресурсных катодов направлена на поиск новых материалов и разработку технологии изготовления катодов.

В плазмотронах с торцевым катодом при использовании воздуха в качестве плазмообразующего газа активную вставку катода обычно изготавливают из циркония и гафния, обойму — из меди. К настоящему времени получено значительное количество экспериментальных данных по интегральным эрозионным характеристикам катодов из указанных материалов [1, 2].

На поверхности эрозионного кратера активной вставки обнаружена пленка, имеющая от 2 до 6 зон, отличающихся по структуре и фазовому составу [3—6]. Однако единого мнения о числе зон, фазовом составе пленки, а также механизме эрозии активной вставки пока не существует.

Наиболее полно этот вопрос изучен в работе [7] на медно-циркониевом электроде, полученном по способу [8]. Стабильные эксплуатационные характеристики такого катода обеспечиваются надежной металлургической связью обоймы с активной вставкой и минимальным ее эксцентриситетом. Исследованы серийные катоды с диаметром активной вставки 2 мм после 400 кратковременных включений плазмотрона аппарата АВПР при токе 250 А. В структуре поверхностной пленки кратера активной вставки катода установлено пять симметричных структурных зон общей толщиной 450 мкм. Первая от торца зона представляла собой практически чистый нитрид циркония, вторая и третья — окись циркония с примесью меди, содержание которой увеличивалось от второй до пятой зоны с 0,6 до 28,3% и от оси к образующей до 60% (по массе).

В качестве основной фазы зоны 5 был интерметаллид Zr_2Cu с температурой образования около 1000°C. Фаза 4 являлась переходной, через которую происходила диффузия меди во всю пленку.

Исследования показали, что в процессе горения дуги через расплавленную пленку вставки происходит диффузия азота и кислорода с поверхности, а меди — из обоймы. Фазовый состав зон фиксируется в момент выключения плазмотрона при очень высокой скорости охлаждения. Поэтому фазы не стабильны, и в пленке наблюдается большое количество трещин и пор.

Присутствие в пленке соединения Zr_2Cu , температура плавления которого ниже меди и почти в два раза ниже циркония, безусловно, снижает эмиссионную способность вставки, а повышенная дефектность

Результаты исследования структурного состояния и удельной эрозии активной вставки катодов * типа Бр-0,3 — ГЦН

Катод	Содержание** Нf во вставке, % (по массе)	Диаметр активной вставки, мм	Глубина эрозийного кратера, мм	Толщина пленки, мм	Кол-во структурн. зон в пленке	Максимальное количество меди в пленке, % по		Ток плазматрона, А	Кол-во пусков, шт.	Суммарная продолжительность работы, ч	Удельная эрозия, кг/Кл. ⁻¹¹
						образующей	оси				
1	1	2,0	0,86	0,53	3	1,05	0,13	100	157	3,5	1,13
2	23	3,5	1,00	0,84	3	13,15	1,50	100—115	158	3,5	4,33
3	25	3,5	0,68	0,79	3	0,07	0,01	100—315	137	1,0	3,46
4	87	2,0	1,12	0,47	3	14,24	0,11	110—120	970	30,0	0,75 ***

* Наружный диаметр катодов 18 мм;
 ** Остальное Zn + 1% Nb;
 *** Материала активной вставки + обоймы.

структуры усиливает интенсивность уноса материала вставки в начале каждого включения.

Очевидно, что для улучшения эксплуатационных характеристик катодов следует подавить диффузию меди в цирконий, а также сформировать пленку с повышенной температурой плавления фаз. Поставленная цель достигается при легировании материала обоймы цирконием в сочетании с легированием материала вставки гафнием [9]. В настоящей работе изучен фазовый состав пленки, а также эрозионные характеристики катодов, изготовленных указанным способом.

Катоды с обоймой из циркониевой бронзы БрЦ-0,3 и вставкой из сплавов ГЦН (гафний + цирконий + ниобий) изготавливались таким же способом, как и медно-циркониевые [8]. Ниобий в количестве 1% добавлялся с целью измельчения структуры сплава и повышения равномерности деформации при совместном горячем прессовании биметалла БрЦ-0,3 — ГЦН. Качественные биметаллы с содержанием гафния во вставке свыше 87% (по массе) получить не удалось. Химический состав сплавов и геометрические размеры катодов приведены в таблице.

Испытания катодов проводились на плазматроне (рис. 1), выполненном по однокамерной схеме с анодной вставкой диаметром $10 \cdot 10^{-3}$ м, длиной $80 \cdot 10^{-3}$ м со ступенчатым переходом на трубчатый медный анод диаметром $17,5 \cdot 10^{-3}$ м. Ток дуги в процессе эксперимента изменялся от 100 до 120 А. Давление воздуха на входе в вихревую камеру составляло $(3 \div 4) \cdot 10^2$ Н/м² с расходом $(2,5 \div 3,5) \cdot 10^{-3}$ кг/с. Расход воды для охлаждения электродов составлял $(0,15 \div 0,20)$ кг/с. Количество включений для каждого образца было различным, продолжительность включения — от 0,5 до 120 мин.

Унос материала катодов в процессе эксперимента контролировался методом слешка (с точностью до 5%), а по окончании эксперимента — расходом объема кратера. При этом его геометрические размеры в продольном и поперечном сечениях определяли с помощью микроскопа.

Микроструктура, химический и фазовый состав пленки, образующейся на активной вставке, изучались стандартными методами с применением оптической и растровой электронной микроскопии, а также методом рентгеноспектрального микроанализа на шлифах, изготовленных по осевой плоскости катодов после испытаний в плазматроне. Ло-

кальность электронного зонда при определении химического состава с помощью рентгеновского микроанализатора не превышала диаметр 2 мкм.

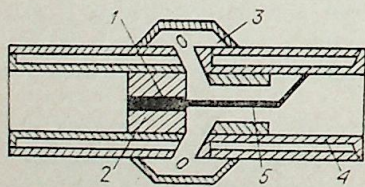


Рис. 1. Схема компоновки катода в плазматроне. 1 — активная вставка; 2 — обойма; 3 — вихревая камера; 4 — анод; 5 — дуга.

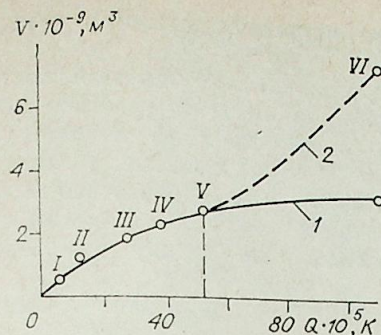


Рис. 2. Зависимость изменения объема проэродированного материала катода 4 от количества электричества по циклам I—VI. 1, 2 — объем вставки, объем вставки+обоймы соответственно.

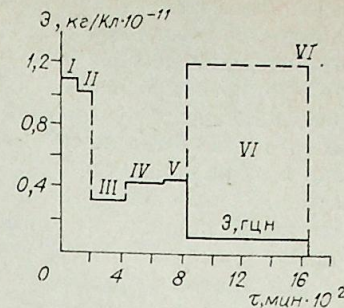


Рис. 3. Зависимость скорости эрозии катода 4 (см. таблицу) от времени по циклам I—VI). Количество включений: I — 100, II — 57, III — 27, IV — 420, V — 19, VI — 328+ВЧ-сопровождение. 1, 2 — скорости эрозии вставки, вставки+обоймы соответственно.

Исследования показали, что удельная эрозия катодов уменьшается с повышением содержания гафния в сплаве независимо от диаметра активной вставки. Установлена зависимость удельной эрозии материала катода от суммарной продолжительности горения дуги (см. таблицу). При испытании образца типа 4 отмечено, что начальная величина удельной эрозии вставки, равная $\sim 10^{-11}$ кг/Кл, имела тенденцию к плавному уменьшению до величины $\sim (1 \div 2) \cdot 10^{-12}$ кг/Кл. Корреляции между количеством включений и удельной эрозией материала катода установить не удалось, хотя на протяжении шести этапов испытаний количество включений плазматрона и их продолжительность варьировались.

На рис. 2 приведена зависимость объема проэродированного материала катода типа 4 (см. таблицу) от количества электричества, протекающего через электроды плазматрона. Здесь в процессе ресурсного испытания по истечении 3—4 ч с начала устройства наблюдались самопроизвольные отключения плазматрона, вызванные срывом дуги. Периодическая очистка поверхности анода от нагара позволяла продолжать испытания в течение последующих 2—3 ч.

Установлено, что режим работы плазматрона с высокочастотным сопровождением горения дуги в течение 3—5 мин приводит к эффекту, аналогичному механической очистке поверхности анода от нагара. При этом резко возрастает объем проэродированного материала в результате уноса материала обоймы (VI цикл, рис. 2—3), а стенки кратера принимают коническую форму. Отложения на аноде состояли преимущественно из окиси и закиси меди.

Процессу описываемых испытаний сопутствовало увеличение падения напряжения на дуге с 280 до 360 В, причем по характеру наиболее резко оно проявлялось в первые 4 ч испытаний (с 280 до 330 В). Наблюдаемое явление увеличения падения напряжения согласуется с данными работы [10].

Металлографические исследования показали, что все катоды после испытаний имели кратер различной глубины. В катодах 1, 2, 3 (см. таблицу) эрозия материала обоймы практически отсутствовала, и отверстие от выработанной вставки имело форму, близкую к цилиндрической. Только у катода типа 4 с максимальной продолжительностью работы имелся значительный унос материала обоймы (см. рис. 3). Такое явление, в частности, наблюдается на медно-циркониевых электродах плазматронов аппаратов АВПР. При этом кратер вставки постепенно переходит на обойму, образуя лунку, приближающуюся по форме к полусфере [7]. Очевидно, применение бронзы вместо меди повышает эрозионную стойкость обоймы.

При структурном изучении эрозионной пленки установлено наличие только трех зон. В целом она аналогична структуре медно-циркониевых

электродов. Имеются также продольные и поперечные трещины и поры, хотя количество последних гораздо меньше.

Отличительная особенность электродов Бр-ГЦН — меньшая выпуклость эрозионного кратера за счет разрушения краевых участков вставок, примыкающих к обойме, причем интенсивность этого явления увеличивается с увеличением содержания гафния в сплаве. Если у электрода 1 (рис. 4, а) наблюдается повышенная дефектность и только частичный унос материала краевой пленки, то у электрода 3 (рис. 4, в) «углы» срезаны, и даже появились клинообразные полоски между обоймой и вставкой.

Для всех катодов фазовый состав пленки был идентичен. Обращает на себя внимание полное отсутствие нитридной пленки и несплошность первой от поверхности зоны, состоящей преимущественно из двуокиси циркония и гафния. Вторая зона состояла из окиси, а третья была переходной, в составе ее обнаружена медь. Количество меди по оси не превышало 1,5%, а вблизи образующей было большим (см. таблицу). Однако по сравнению с медно-циркониевым электродом количество меди в пленке сократилось во много раз.

По-видимому, в процессе горения дуги медь интенсивно проникает во вставку через вторую и третью зоны, образуя сложный интерметаллид из циркония и гафния. Располагаясь преимущественно в «углах», в непосредственной близости от рабочей поверхности, и в силу своего резкого физического отличия (повышенная хрупкость, наличие дефектов) большая часть интерметаллида уносится из «углов», препятствуя дальнейшему проникновению меди к оси вставки. Такой сравнительно легкий унос интерметаллида возможен в условиях отсутствия блокирующего действия нитридной и сплошной двуокисной зоны в пленке.

Аналогичное действие оказывают клинообразные расслоения вдоль образующей вставки (рис. 4, в), глубина которых может достигать нескольких сотен микрометров. Они, по-видимому, возникают в результате термоударов и являются естественным барьером для проникновения меди во вставку.

Описанный характер образования пленки, а также небольшое содержание меди во вставке обеспечивают снижение скорости удельной эрозии электрода как в условиях многочисленных циклических нагрузок, так и при долговременных испытаниях без отключения плазматрона. Естественно, в таблице приведены результаты, далеко не предельные. Исследованные электроды могли работать до окончательного выхода из строя значительно дольше.

Таким образом, в работе показано положительное влияние на эрозионную стойкость катодов легирования обоймы цирконием при использовании вставки из сплавов гафния с цирконием (при содержании гафния от 1 до 87%). Получены достаточно высокие эрозионные характеристики катодов типа БрЦ — ГЦН в различных условиях нагружения.

Опытно-конструкторское бюро «Горизонт»,
Москва

Поступила в редакцию
22/IX 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Пустогаров А. В. и др. Исследование термохимических катодов плазматронов.— Тезисы докл. VIII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Новосибирск, 1980.
2. Болотов А. В., Борисова Т. В. Термохимический катод.— Тр. IV Всесоюзной конференции по физике и генераторам низкотемпературной плазмы. Алма-Ата, 1970.
3. Россомачо Я. В. Материалы эмитирующей поверхности циркониевых и гафниевых катодов при горении дуги в воздушной плазменной среде.— *Электротехническая промышленность. Электросварка*, 1974, вып. 5 (26)—6 (27).
4. Даченко М. Е. Разработка и исследование плазматронов с циркониевым катодом. Автореф. канд. дис. Киев, 1974.

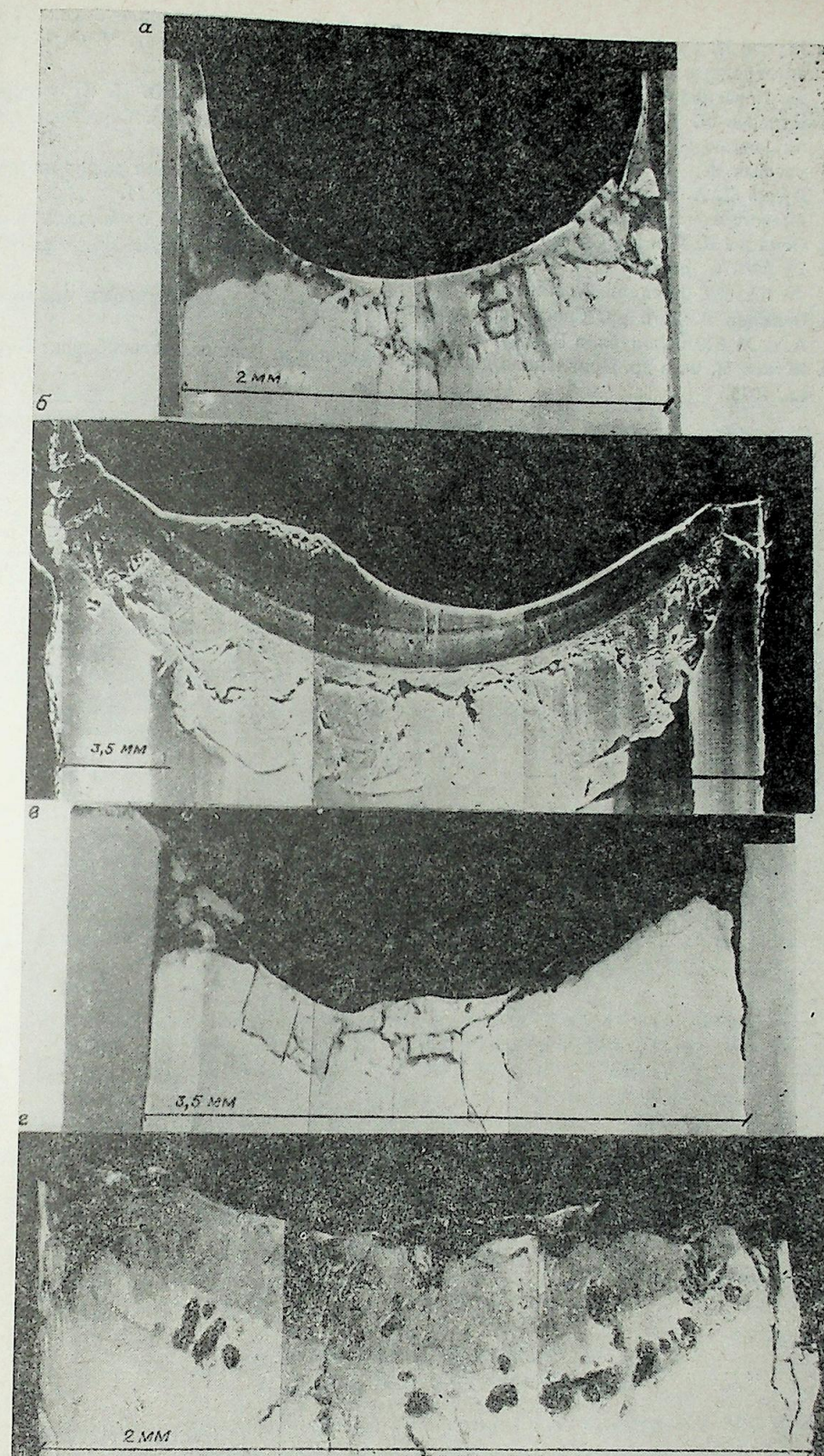


Рис. 4. Панорамы поверхностного слоя активных вставок катода.
а, б, в, з — соответствуют 1—4 в таблице.

5. Жуков М. Ф., Аньшаков А. С., Дандарон Г.-Н. Б. Эрозия электродов.— В кн.: При- электродные процессы и эрозия электродов в плазмотронах/Под ред. М. Ф. Жуко- ва. Новосибирск, 1977.
6. Кучеров Я. Р., Пустогаров А. С., Халбошин А. П., Зарайский О. Д. Структура циркониевого катода плазмотрона.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. на- уки, вып. 1.
7. Дудко Д. А. и др. Структура и механизм эрозии активной вставки медно-цирко- ниевого электрода плазмотрона.— Автоматическая сварка, 1983, № 11.
8. Осипцев В. Г. и др. Способ соединения циркониевых сердечников с облоймой. А. с. № 568474, опубл. в Б. И., 1977, № 30. Патенты: США, № 4018375, Англия, № 1523659, Франция, № 2303634.
9. Осипцев В. Г. и др. Способ изготовления электродов из циркониевых сплавов. А. с. № 899194, опубл. в Б. И., 1982, № 3.
10. Жуков М. Ф. и др. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск: Нау- ка, 1975.

УДК 535.338.1

Д. К. ОТОРБАЕВ, В. Н. ОЧКИН, С. Ю. САВИНОВ,
Н. Н. СОБОЛЕВ

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗА В НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЕ ПО КОНТУРАМ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Метод измерения температуры газа по доплеровскому уширению спектральных линий давно известен и часто применяется при диагности- ке низкотемпературных газов и плазмы [1, 2]. Широко распространена точка зрения, что при пониженных давлениях газа $P < 10$ Тор (когда можно пренебречь столкновительным уширением) и при плотностях электронов $n_e \leq 10^{13}$ см⁻³ (когда штарковское уширение еще мало) в отсутствие реабсорбции контуры спектральных линий атомов и молекул имеют гаус- совскую форму, соответствующую максвелловскому распределению излу- чающих частиц по скоростям с температурой нейтрального газа плазмы (см., например, [1, 2]). Это означает, что происходит копирование рас- пределений по скоростям частиц в основном и в возбужденных состоя- ниях. В этом случае форма контура линии излучения на половине высо- ты $\Delta\lambda_D$ связана с температурой газа T соотношением [1, 2]:

$$\Delta\lambda_D = 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda \sqrt{\frac{T}{\mu}}, \quad (1)$$

где λ — длина волны; μ — масса излучающей частицы (μ — в единицах атомного веса; T — в градусах Кельвина).

Существенно, что при исследовании данным методом по спектрам атомов и молекул, которые отражают свойства возбужденных состояний, сделан вывод о свойствах частиц в основных состояниях, поэтому обо- снование этого метода диагностики плазмы сводится к решению вопроса: изменятся ли свойства частиц в смысле поступательного движения при их возбуждении?

В настоящей работе проводится детальное экспериментальное и тео- ретическое исследование распределений возбужденных атомов и молекул по скоростям в условиях неравновесной плазмы пониженного давления ($10^{-1} < p < 10$ Тор) для двух наиболее часто встречающихся случаев возбуждения частиц в низкотемпературной плазме — прямого электрон- ного удара и при столкновениях тяжелых частиц. Существенно, что объ- ектом исследования является низкотемпературная плазма пониженного давления, когда радиационные времена жизни излучающих состояний $\tau_{\text{рад}}$ меньше или сравнимы с характерными временами между столкно- вениями частиц $\tau_{\text{ст}}$, и таким образом поступательные распределения воз- бужденных атомов и молекул определяются в основном особенностями возбуждающего процесса.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Основой экспериментальной установки, представленной на рис. 1, служил разряд в смеси атомарных и молекулярных газов, поддерживае- мый в трубке 1, где с помощью диафрагмы 2 выделялась его центральная аксиальная зона. Система, состоящая из скрещенных сканируемого ин- терферометра Фабри—Перо 3 и длиннофокусного монохроматора 4, позволяла регистрировать форму контуров линий излучения с высоким

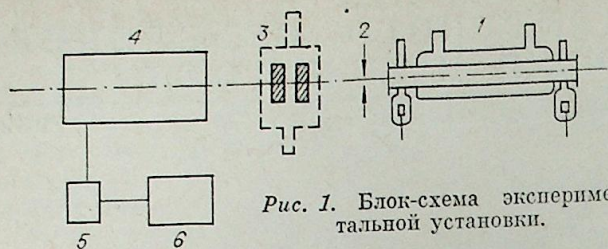


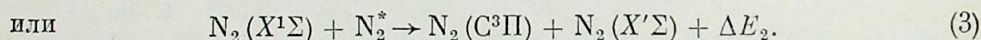
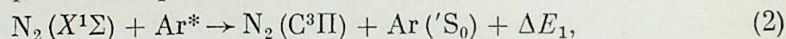
Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

Фабри — Перо к работе в условиях тесного молекулярного спектра представляет собой сложную экспериментальную задачу. Так, для записи контуров каждой из вращательных линий в пределах электронно-колебательной полосы второй положительной системы азота необходим был, во избежание возможного переложения линий в различных порядках интерференции, индивидуальный подбор базы интерферометра [3].

Для того чтобы перейти от зарегистрированных контуров спектральных линий к функциям распределения возбужденных частиц по скоростям, необходимо провести решение математически некорректных обратных задач исключения аппаратных эффектов (деконволюция свертки) и нахождения непосредственно функций распределения по скоростям из истинного доплеровского контура линии (дифференцирование контура) [4]. Разработанные совместно с Институтом теоретической и прикладной механики СО АН СССР алгоритмы регуляризации, реализованные численно на ЭВМ, позволили найти оптимальные методы расчета неравновесных функций распределения с определением погрешностей в конечных результатах в зависимости от погрешностей в исходных данных [3].

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЧАСТИЦ ПО СКОРОСТЯМ ПРИ ИХ ВОЗБУЖДЕНИИ ТЯЖЕЛЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Если элементарный акт возбуждения частиц происходит с выделением избытка энергии (экзотермическая реакция), то вновь образовавшиеся продукты должны приобрести дополнительную кинетическую энергию [3, 5]. Когда возбужденные излучающие состояния, которые заселяются в экзотермических реакциях, имеют малое время жизни и релаксационные процессы малоэффективны, то следует ожидать аномальных доплеровских уширений спектральных линий. Подобное уширение наблюдалось уже ранее при изучении контуров атомарных спектральных линий (см., например, [6—8]). В работе [9] в условиях неравновесной плазмы пониженного давления аномальное уширение спектральных линий было экспериментально обнаружено для молекул на примере горячих (в смысле поступательного движения) молекул $N_2(C^3\Pi)$, рождающихся в экзотермических реакциях:

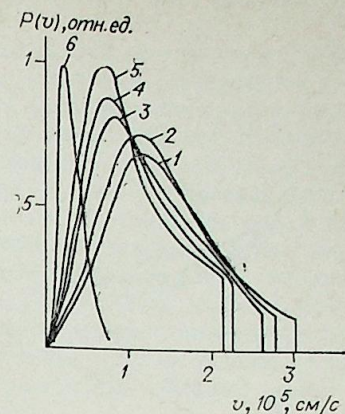


Форма контуров линий таких молекул не соответствовала нормальному доплеровскому, т. е. не описывалась функцией Гаусса с температурой газа. В этом случае для описания поступательного движения молекул нельзя уже как обычно ограничиться одним параметром — температурой, а нужно использовать всю в целом функцию распределения излучателей по скоростям.

На рис. 2 приведены функции распределения по скоростям возбужденных молекул $N_2(C^3\Pi, V'=0, K'=26)$, где K' — вращательное квантовое число. Они получены при обработке контуров линий $R_1(26)$ (0—0) полосы второй положительной системы азота ($C^3\Pi \rightarrow V^3\Pi$ — переход) для различных давлений газа в смеси N_2 —Ar (1:9) [10]. На рис. 2 показано и максвелловское распределение молекул азота по скоростям при температуре газа $T=150$ К, которая измерялась независимыми методами.

Рис. 2. Функции распределения молекул $N_2(C^3\Pi, V'=0, K'=26)$ по скоростям в разряде N_2 —Ar (1:9).

Ток разряда: $i=20$ мА, стенки трубки охлаждаются жидким азотом. $p=0,1$ Тор (1), 0,5 (2), 1 (3), 2 (4), 3 Тор (5); максвелловская функция распределения молекул N_2 по скоростям при $T=150$ К (6). Все кривые нормированы к одной площади.



При внимательном анализе функций распределения горячих молекул $N_2(C^3\Pi)$ по скоростям обнаруживается, что их вид отличается от максвелловского распределения. Если же ввести эффективную температуру, соответствующую наиболее вероятной скорости горячих молекул, то она будет ~ 2000 — 3000 К. Совершенно ясно, что оценка температуры газа по уширению линий, излучаемых частицами, рождающимися в процессах, аналогичных (2)—(3), может привести к ошибкам на порядок величины и более [10].

Измерения формы контуров других вращательных линий в той же (0—0) полосе второй положительной системы азота показали, что имеет место своеобразная «сортировка» электронно-возбужденных молекул $N_2(C^3\Pi, V'=0, K')$ по скоростям в зависимости от энергии электронно-колебательно-вращательного состояния.

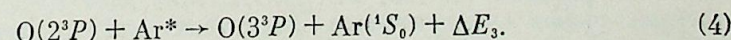
Наблюдаемые неравновесные распределения электронно-возбужденных молекул по скоростям, зависимости их от давления газа позволяют проследить за особенностями поступательной релаксации горячих частиц и, что особенно интересно, при больших отклонениях состояния релаксирующего газа от равновесия [11].

С целью интерпретации экспериментальных результатов была построена теоретическая модель релаксации средней энергии поступательного движения горячих частиц при следующих предположениях: а) молекулы взаимодействуют как твердые шары с постоянным диаметром; б) функции распределения горячих частиц по скоростям на всех этапах релаксации аппроксимируются семейством максвелловских распределений с теми же скоростями; в) в процессе релаксации буферный газ (термостат) не нагревается.

На рис. 3 представлены зависимости наиболее вероятных энергий для молекул $N_2(C^3\Pi, V'=0, K'=26)$ от плотности аргона (а) и гелия (б). Из сопоставления эксперимента и расчета, которые, как видно из рисунка, находятся в хорошем согласии, были определены газокинетические сечения соударений для возбужденных молекул $N_2(C^3\Pi)$ с атомами гелия $\sigma_{N_2, He}$ и аргона $\sigma_{N_2, Ar}$.

Очевидно, однако, что для более детального исследования механизмов формирования неравновесных распределений по скоростям желательно использовать поступательные распределения при передаче возбуждения не молекулам, а атомам, поскольку у молекул имеется целый ряд колебательно- и вращательно-возбужденных состояний, затрудняющих интерпретацию результатов.

С этой целью проведено экспериментальное исследование поступательных распределений возбужденных атомов кислорода, рождающихся в реакции [12]



Исследовалась форма контуров линий излучения атомарного кислорода $\lambda = 8446 \text{ \AA}$ ($3^3P_{012} \rightarrow 3^3S_1^0$ переход) в разряде в смеси O_2 —Ar (1:36) для широкого диапазона изменения давления газов $p=0,2$ — 15 Тор. В результате обработки контуров линий получены функции распределения возбужденных атомов по скоростям, вид которых во всех исследованных случаях отличался от максвелловского.

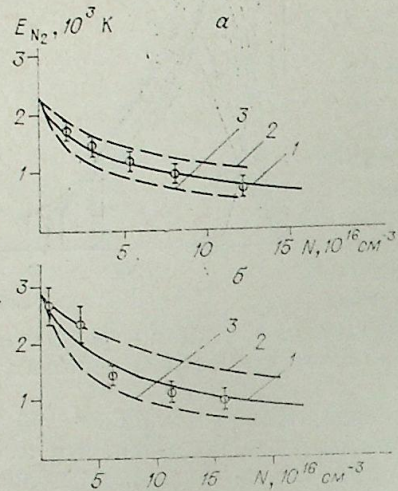


Рис. 3. Наиболее вероятные значения энергии молекул N_2 ($C^3\Pi$, $V' = 0$, $K' = 26$) в зависимости от плотности гелия (а) и аргона (б).

а) расчетные зависимости для $N_2 - Ar$ с сечениями $\sigma_{N_2, Ar} = 5,8 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ (1); $\sigma_{N_2, Ar} = 3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ (2); $\sigma_{N_2, Ar} = 12 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ (3); б) расчетные зависимости для $N_2 - He$ с сечениями: $\sigma_{N_2, He} = 4,1 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ (1); $\sigma_{N_2, He} = 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ (2); $\sigma_{N_2, He} = 8 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ (3).
○ — экспериментальные значения.

Для теоретической интерпретации экспериментальных данных было проведено точное численное решение кинетического уравнения Больцмана с источниками частиц для случая поступательной релаксации горячих частиц в термостате в модели твердых шаров с переменным диаметром, зависящим от относительной скорости столкновения, — наиболее общая модель при описании столкновений с помощью эффективных сечений рассеяния [13, 14].

Нетрудно показать [15], что в отсутствие внешних сил в изотропном случае уравнение Больцмана имеет вид

$$N \cdot S(f(v, t), F(v)) + AP(v) - Af(v, t) = 0, \quad (5)$$

где $f(v, t)$ и $F(v)$ — функции распределения по скоростям горячих частиц и частиц термостата соответственно; N — плотность частиц термостата; S — интеграл столкновений; A — скорость гибели частиц; $P(v)$ — скорость рождения частиц (функция источника).

В рассматриваемом случае величина A имеет смысл коэффициента Эйнштейна для спонтанного излучения, $P(v)$ — функция распределения по скоростям атомов $O(3^3P)$, рождающихся в бимолекулярной экзотермической реакции (4) [12, 14]. Вычисление $P(v)$ проводилось в модели твердых шаров с переменным диаметром для произвольных моделей столкновения, начиная от модели твердых шаров с постоянным диаметром и кончая максвелловским законом взаимодействия. Вычисление интегралов столкновения проводилось численно на ЭВМ методами, разработанными совместно с ВЦ АН СССР.

На рис. 4 представлены сравнительные картины релаксации неравновесных функций распределения по скоростям возбужденных атомов кислорода $O(3^3P)$, полученных экспериментально, при обработке контуров спектральных линий, уширенных вследствие эффекта Доплера (а), и рас-

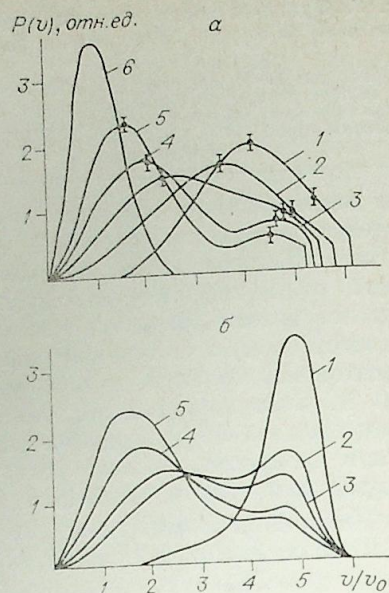


Рис. 4. Функции распределения атомов $O(3P_{012})$ по скоростям в разряде $O_2 - Ar$ (1:36). Ток разряда $i = 20$ мА, стенки трубки охлаждаются проточной водой.

а) экспериментальные данные, б) расчетные данные, полученные при решении уравнения Больцмана для $\sigma_{O, Ar} = 4,0 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$. $p = 0,2$ Тор (1), 3 (2), 5 (3), 10 (4), $p = 15$ Тор (5); максвелловская функция распределения атомов O по скоростям при $T = 330$ К (6). Все кривые нормированы к одной площади.

четным путем для модели твердых шаров с постоянным диаметром, взятой в качестве примера (б).

Из представленных рисунков, в частности, видно, что на начальном этапе релаксации при малых давлениях газа, расчетные зависимости по скорости меньше, чем наиболее вероятные. В то же время для больших давлений (при приближении к равновесию) согласие экспериментальных и расчетных результатов становится, как видно, вполне удовлетворительным. Причем эти выводы, как показали расчеты, справедливы для всех рассмотренных законов взаимодействия, начиная от твердых шаров с постоянным диаметром и кончая максвелловскими молекулами. К вероятным причинам различия экспериментальных и расчетных данных можно отнести, например, дополнительные, кроме основного распределения (4), каналы заселения состояния $O(3^3P)$ в условиях плазмы газового разряда, что должно привести к деформациям начальной функции распределения $P(v)$.

Важный результат данного исследования заключается в том, что применение моделей поступательной релаксации позволяет определять условия существования неравновесных распределений горячих частиц, рождающихся в экзотермических реакциях (2) — (4), т. е. те области, где возможна корректная диагностика плазмы по контурам спектральных линий.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЧАСТИЦ ПО СКОРОСТЯМ ПРИ ИХ ВОЗБУЖДЕНИИ ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

Прямой электронный удар — один из основных каналов возбуждения электронных состояний атомов и молекул в низкотемпературной плазме [16]. В этой связи представляется важным рассмотреть доплеровское уширение спектральных линий, а значит проанализировать вопрос о корректности измерения температуры газа по форме контуров линий излучения при заселении короткоживущих состояний электронным ударом.

Несмотря на значительную разницу в массах между атомами и молекулами, с одной стороны, и электронами — с другой, оказывается, что из-за того, что энергии возбуждения излучающих состояний лежат высоко (в области $\sim 10 - 20$ эВ), электроны могут передать тяжелым частицам большую величину импульса. Действительно, оценим величину относительного изменения скорости атома или молекулы при столкновении с электроном. Если принять, что в условиях низкотемпературной плазмы электронные состояния возбуждают электроны со средней энергией, равной или немного превышающей пороговую [16], то можно записать для относительного изменения скорости атома или молекулы при столкновении $\Delta\omega$ выражение

$$\Delta\omega = \frac{\Delta v}{v_n} = \frac{m_e v_{\text{порог}}}{\sqrt{2kTM}}, \quad (6)$$

где $v_n = \sqrt{\frac{2kT}{M}}$ — наиболее вероятная скорость теплового движения; $v_e^{\text{порог}}$ — пороговая скорость возбуждающих электронов; T — температура газа; m и M — массы электрона и тяжелой частицы соответственно; k — постоянная Больцмана.

В таблице даны вычисленные из (6) значения $\Delta\omega$ (в %) для ряда атомов и молекул при двух газовых температурах $T^{(1)} = 100$ К и $T^{(2)} = 300$ К [17]. Видно, что величина $\Delta\omega$ тем больше, чем легче атом или молекула, чем выше порог возбуждения состояний и ниже температура газа.

Нетрудно показать, что если до возбуждения распределение тяжелых частиц по скоростям было максвелловским, а распределение электронов по скоростям изотропно (что в условиях низкотемпературной плазмы

Атом, молекула	Порог возбуждения, эВ	$v_e^{\text{порог}} \cdot 10^{-8}$, см·с ⁻¹	$\Delta\omega$ (%) при $T^{(1)}=100$ К	$\Delta\omega$ (%) при $T^{(2)}=300$ К
H($n=4$)	12,75	2,12	90	52
H ₂ ($d^3\Pi$)	13,87	2,21	66	38
D ₂ ($d^3\Pi$)	13,88	2,21	47	27
He($3d^1D$)	23,07	2,85	60	35
N ₂ ($C^3\Pi$)	11,03	1,97	16	9
CO($B^1\Sigma$)	10,77	1,88	15	9

мы имеет место), то контур линии излучения описывается формулой из работы [17]

$$\varphi(\omega) d\omega = \frac{1}{4\Delta\omega} \cdot [\text{erf}(\omega + \Delta\omega) - \text{erf}(\omega - \Delta\omega)] d\omega, \quad (7)$$

где $\omega = \frac{v'}{v_n}$ (v' — скорость тяжелой частицы после возбуждения). Таким образом, будет наблюдаться дополнительное доплеровское уширение линий излучения.

На рис. 5 показаны зависимости систематической погрешности $\Delta T/T$ при определении температуры газа по формуле (1) от истинной температуры газа при неучете дополнительного уширения спектральных линий. Видно, что если для измерений используются линии излучения относительно тяжелых молекул (N₂, CO), то при типичных для плазмы тлеющего разряда температурах погрешность будет пренебрежимо малой. Для легких атомов и молекул — ситуация иная. Например, как видно из рис. 5, $\Delta T/T > 40\%$ для атома H при $T < 550$ К, для H₂ — при $T < 300$ К, для He — при $T < 250$ К и для D₂ — при $T < 150$ К. С целью проверки теоретических расчетов была проведена серия экспериментов по измерениям температур газа и ширины спектральных линий в условиях плазмы тлеющего разряда в смесях CO—He (1:3), H₂—D₂—He (1:1:6) и D₂—He (1:3) при давлении $P=0,2$ Тор, токе $i=30$ мА и охлаждении стенок разрядной трубки жидким азотом. Температуры, определенные по относительным интенсивностям вращательных линий (0—1) полосы системы Ангстрема CO [17, 18] и по ши-

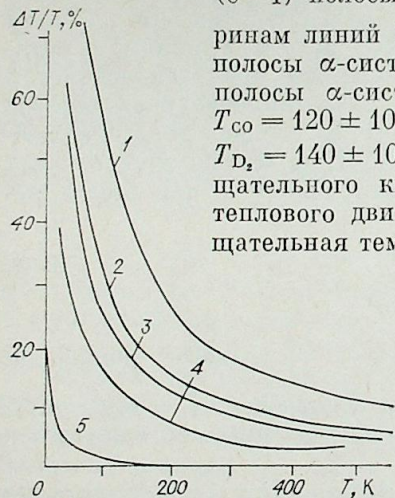


Рис. 5. Зависимости систематической погрешности $\Delta T/T$ при определении температуры по ширине спектральных линий для возбуждения прямым электронным ударом.

H (1), H₂ (2), He (3), D₂ (4), N₂ и CO (5) — от температуры газа.

ринам линий He ($\lambda = 6678,15$ Å), H₂ ($Q(1)$ линия (0—0) полосы α -системы Фулхера) и D₂ ($R(0)$ линия (0—0) полосы α -системы Фулхера), составили соответственно $T_{CO} = 120 \pm 10$ К, $T_{He} = 165 \pm 10$ К, $T_{H_2} = 170 \pm 10$ К, $T_{D_2} = 140 \pm 10$ К. В исследуемых условиях величина вращательного кванта CO много меньше средней энергии теплового движения, поэтому в соответствии с [19] вращательная температура T_{CO} совпадает с газовой. Значения температур, полученные по измерениям ширины спектральных линий легких частиц, как и ожидалось, превышают температуру газа.

Заметим, что экспериментальное значение величины $\Delta T/T$ получилось несколько большим, чем это следует из рис. 5. Расхождение связано с тем, что при расчетах использовались значения пороговых скоростей электронов $v_e^{\text{порог}}$ (6). В действительности же в возбуждении атомов и молекул принимают участие электроны с энергией, несколько больше пороговой [16, 20]. Учет этого обстоятельства приводит к хорошему согласию расчетов и экспериментов [17].

Аналогично сказанному выше количественное рассмотрение процесса поступательной релаксации возбужденных частиц позволяет указать область давлений газа, где наступает полная термализация горячих распределений.

Итак, для случая возбуждения излучающих состояний прямым электронным ударом копирования поступательных распределений в основном и в возбужденных состояниях, вообще говоря, не происходит, и измерения температуры газа по контурам спектральных линий могут приводить к заведомо неверным результатам. Поэтому при обосновании метода диагностики необходимо внимательно анализировать как условия в разряде (температура газа, давление), так и свойства возбужденных состояний атомов и молекул.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ процессов возбуждения излучающих состояний как тяжелыми частицами, так и электронным ударом показывает, что обнаруживаются очевидные несоответствия поступательных распределений в основном и в возбужденных состояниях, степень которых неодинакова для различных реакций возбуждения в низкотемпературной плазме пониженного давления. Однако идентификация механизмов возбуждения и количественное рассмотрение процессов поступательной релаксации позволяют в каждом конкретном случае выделять области давлений и температур газа, при которых диагностика плазмы по спектрам испускания становится физически обоснованной.

Институт физики и математики
АН Киргизской ССР,
Фрунзе

Поступила в редакцию
25/Х 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Диагностика плазмы/Под ред. Р. Хаддлстоуна, С. Леонарда. М.: Мпр, 1967.
2. Методы исследования плазмы/Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. М.: Мпр, 1971.
3. Оторбаев Д. К., Очкин В. Н., Преображенский Н. Г. и др. Распределение молекул N₂(C³Π) по скоростям при их возбуждении в нерезонансных взаимодействиях тяжелых частиц. М. 1981. (Препринт, ФИАН СССР, № 39).
4. Преображенский Н. Г., Пикалов В. В. Неустойчивые задачи диагностики плазмы. Новосибирск: Наука, 1982.
5. Васильев Г. К., Макаров Е. Ф., Тальрозе В. Л. Распределение энергии в продуктах экзотермических химических реакций.— В кн.: Химия плазмы. Вып. 9. М.: Энергия, 1982.
6. Краулиня Э. К., Лиса С. Я., Скудра А. Я., Лездийс А. Э. Передача энергии возбуждения при столкновениях атомов ртути и галлия.— Оптика и спектроскопия, 1979, т. 50, вып. 1.
7. Frömmhold L., Biondi M. A. Interferometric study of dissociative recombination radiation in neon and argon afterglow.— Phys. Rev., 1969, v. 185, N 1.
8. Полякова Г. Н., Ранюк А. И., Ерко В. Ф. Распределения по кинетическим энергиям возбужденных атомов, возникающих при диссоциации молекул H₂ и D₂ электронным ударом.— ЖЭТФ, 1977, т. 73, вып. 6.
9. Жук Д. В., Оторбаев Д. К., Очкин В. Н. и др. О ширинах спектральных линий в молекулярной неравновесной плазме.— Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, вып. 3.
10. Оторбаев Д. К., Очкин В. Н., Преображенский Н. Г. и др. Уширение спектральных линий и распределение электронно-возбужденных молекул по скоростям в неравновесной плазме.— ЖЭТФ, 1981, т. 81, вып. 5.
11. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шеленин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980.
12. Карашева Т. Т., Маликов М., Оторбаев Д. К. и др. Распределение по скоростям атомов O(3³P) в тлеющем разряде.— Хим. физика, 1982, № 12.
13. Карашева Т. Т., Оторбаев Д. К., Очкин В. Н. и др. Поступательная релаксация частиц для потенциала твердых шаров с переменным диаметром.— Тез. докл.

IX Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Фрунзе: Илим, 1983.

14. Берд Г. Молекулярная газовая динамика. М.: Мир, 1981.
15. Карашева Т. Т., Маликов М., Оторбаев Д. К. и др. Исследование процессов поступательной релаксации возбужденных атомов кислорода в газовом разряде. М., 1981. (Препринт, ФИАН СССР, № 192).
16. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов П. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.
17. Савинов С. Ю., Цхай С. Н. О доплеровском уширении спектральных линий при их возбуждении прямым электронным ударом.— В кн.: Краткие сообщения по физике. Фрунзе, 1983.
18. Очкин В. Н., Савинов С. Ю. Измерение температуры газа в тлеющем разряде по электронно-колебательно-вращательным спектрам молекул.— Журн. прикл. спектроскопии, 1978, т. 28, вып. 3.
19. Оторбаев Д. К., Очкин В. Н., Савинов С. Ю. и др. О передаче значительных моментов импульса при электронном возбуждении молекул.— Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 28, вып. 6.
20. Mohlmann G. R., De Heer F. J. Emission cross section of the $H_2(3p^3\Pi \rightarrow 2s^3 \sum_g^+)$ Transition for electron impact on H_2 .— Chem. Phys. Lett., 1976, v. 43, N 2.

А. И. ЯНКОВСКИЙ

РАСЧЕТ РАДИУСА ЯДРА ЗАКРУЧЕННОГО ТЕЧЕНИЯ
И ПАДЕНИЯ КРУТКИ ПО ДЛИНЕ КАНАЛА

Известно, что структура течения в канале с высокой степенью закрутки потока весьма сложна. Наблюдаются две, а в сильно диафрагмированных вихревых камерах и более, области с разными по знаку аксиальными проекциями вектора скорости. На периферии вблизи стенки течения направлено к выходу, а ближе к оси — внутрь камеры. Таким образом, можно говорить о двух характерных зонах в объеме камеры: кольцевая периферийная зона, через которую протекает практически весь расход подаваемого газа, и внутренняя приосевая зона нулевого расхода, которую назовем ядром закрученного течения. Следует отметить, что параметры потока в периферийной области весьма консервативны по отношению к возмущениям, приходящим из ядра течения. Так, в [1] отмечается, что даже при горении электрической дуги на оси закрученного течения профили осевой и тангенциальной составляющих скорости во внешней зоне течения практически остаются неизменными.

Видимо, причина образования рециркулирующего ядра в приосевой области вихревой камеры заключается в падении интенсивности крутки по длине за счет трения на стенках канала. В соответствии с этим ставится задача определения затухания крутки по длине канала и нахождения зависимости радиуса ядра течения от степени закрутки потока. Для того чтобы составить легко рассчитываемую модель течения, сделаем ряд предположений и допущений так, как это сделано в [2]. Следует при этом отметить, что в работе [2] при решении допущены ошибки, которые автор в данной работе постарался учесть и исправить. Так, в уравнениях, устанавливающих окончательную связь между степенью закрутки и радиусом ядра течения (в [2] это уравнения (16) и (17)), член $\left[\left(\frac{r_i}{r_0} \right)^2 - 1 - \ln \left(\frac{r_0}{r_i} \right)^2 \right]$ должен быть записан в виде $\left[\left(\frac{r_0}{r_i} \right)^2 - 1 - \ln \left(\frac{r_0}{r_i} \right)^2 \right]$. Однако численное решение уравнения (17), даже с учетом исправления указанной ошибки, не соответствует приведенному в указанной работе графику зависимости «влияния местной интенсивности закрутки на размер рециркулирующего ядра». Таким образом, решение поставленной задачи фактически отсутствует. Сказанное подтверждается рис. 1 в настоящей работе.

В качестве характеристики локальной степени закрутки, как и в [2], полагаем $J = W_R/U$, где W_R — условная тангенциальная скорость на стенке камеры в данном сечении (в самом деле, все компоненты скорости на стенке равны нулю, а в качестве W_R выбирается то значение, которое принимает танген-

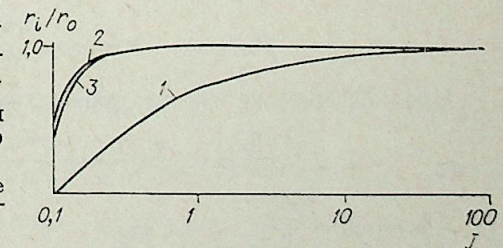


Рис. 1. Влияние местной интенсивности закрутки на размер рециркулирующего ядра.

1 — график из [2]; 2 — численное решение уравнения (17) из [2]; 3 — численное решение исправленного уравнения (17).

циальная скорость при экстраполяции радиального профиля до $r=R$ (радиуса камеры), \bar{U} — средняя по всему сечению камеры расходная скорость; $\bar{U} = Q/\pi R^2$.

Рассмотрим уравнения неразрывности и Навье-Стокса, которые с учетом осесимметричности и несжимаемости течения записываются в виде

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(rV)}{\partial r} + \frac{\partial U}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \left(U \frac{\partial V}{\partial z} + V \frac{\partial V}{\partial r} - \frac{W^2}{r} \right) = - \frac{\partial P}{\partial r}, \quad (2)$$

$$\rho \left[U \frac{\partial W}{\partial z} + \frac{V}{r} \cdot \frac{\partial(rW)}{\partial r} \right] = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial(r^2 \tau_{\theta r})}{\partial r}, \quad (3)$$

$$\rho \left(U \frac{\partial U}{\partial z} + V \frac{\partial U}{\partial r} \right) = - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(r \tau_{rz})}{\partial r}. \quad (4)$$

Здесь предполагается, что изменения напряжений трения в осевом направлении много меньше, чем в радиальном, т. е. $\frac{\partial \tau}{\partial z} \ll \frac{\partial \tau}{\partial r}$.

В кольцевой периферийной зоне считаем, что тангенциальная скорость $W = W_R(r/R)^\alpha$.

В периферийной области $\frac{\partial P}{\partial z} < 0$, в приосевой $\frac{\partial P}{\partial z} > 0$, таким образом, существует поверхность $r_i(z)$, где $\left(\frac{\partial P}{\partial z}\right)_{r_i} = 0$. Предположим, что напряжения трения на этой поверхности малы в сравнении с напряжениями на стенке, $(\tau_{r\theta})_{r_i} \approx 0$ и $(\tau_{rz})_{r_i} \approx 0$. Считаем, что весь подаваемый расход газа проходит через кольцевую пристенную зону

$$Q = 2\pi \int_{r_i}^R U r dr.$$

Напряжения трения на стенке в форме Блазиуса

$$\tau_R = (-f/8)\rho \cdot [\bar{U}^2 + \bar{V}^2 + \bar{W}^2],$$

где черта означает характерную величину скорости в данной области; компоненты напряжений трения

$$(\tau_{rz})_R = \tau_R \frac{\bar{U}}{[\bar{U}^2 + \bar{V}^2 + \bar{W}^2]^{0.5}},$$

$$(\tau_{\theta r})_R = \tau_R \frac{\bar{W}}{[\bar{U}^2 + \bar{V}^2 + \bar{W}^2]^{0.5}}.$$

Из экспериментальных исследований известно, что в такого рода течениях при достаточном удалении от торцевых стенок радиальная компонента V вектора скорости много меньше как тангенциальной W , так и аксиальной U компонент. В этом случае уравнения (1)–(4) существенно упрощаются. Из уравнения неразрывности сразу следует $\frac{\partial U}{\partial z} \approx 0$, т. е. далее считаем изменения осевой скорости по длине камеры малыми.

Подставляем в уравнение (2) $W = W_R(r/R)^\alpha$ и интегрируем от r до R

$$P(R, z) - P(r, z) = \frac{\rho W_R^2}{2\alpha} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^{2\alpha} \right].$$

Продифференцировав это равенство по z , получаем

$$\frac{\partial P(R, z)}{\partial z} = \frac{\partial P(r, z)}{\partial z} + \frac{\rho W_R}{\alpha} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^{2\alpha} \right] \frac{\partial W_R}{\partial z}. \quad (5)$$

Учитывая $\left(\frac{\partial P}{\partial z}\right)_{r_i} = 0$, имеем

$$\frac{\partial P(R, z)}{\partial z} = \frac{\rho W_R}{\alpha} \left[1 - \left(\frac{r_i}{R} \right)^{2\alpha} \right] \frac{\partial W_R}{\partial z}.$$

Так как $V \approx 0$, $W = W_R(r/R)^\alpha$, то из уравнения (3)

$$\rho U \left(\frac{r}{R} \right)^\alpha \frac{\partial W_R}{\partial z} = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial(r^2 \tau_{\theta r})}{\partial r}. \quad (6)$$

В соответствии с экспериментальными данными профиль осевой скорости в пристенной кольцевой зоне можно аппроксимировать линейной функцией. Нормируя по расходу, получаем

$$U = \frac{3Q(r-r_i)}{\pi(2R+r_i)(R-r_i)^2}. \quad (7)$$

Подставляем (7) в (6) и интегрируем от r_i до R :

$$(\tau_{\theta r})_R = \frac{3\rho Q}{\pi R} \Phi_1 \frac{\partial W_R}{\partial z}, \quad (8)$$

$$\text{где } \Phi_1 = \frac{1}{(2+\bar{r}_i)(1-\bar{r}_i)^2} \left[\alpha + 3 + \bar{r}_i(\alpha + 4) + \frac{\bar{r}_i^{\alpha+4}}{(\alpha+3)(\alpha+4)} \right]$$

($\bar{r}_i = r_i/R$ — относительный радиус ядра).

Уравнение (4) с учетом сделанных выше допущений принимает вид $\frac{\partial P}{\partial z} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(r \tau_{rz})}{\partial r}$. Используя уравнение (5), можем записать $\frac{\partial P(R, z)}{\partial z} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(r \tau_{rz})}{\partial r} + \frac{\rho W_R}{\alpha} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^{2\alpha} \right] \frac{\partial W_R}{\partial z}$.

Умножив все члены этого уравнения на r и проинтегрировав от r_i до R , получаем

$$\frac{\rho R^2 W_R}{2\alpha} \Phi_2 \frac{\partial W_R}{\partial z} = R(\tau_{rz})_R, \quad (9)$$

где $\Phi_2 = \frac{1}{\alpha+1} - \bar{r}_i^{2\alpha} + \frac{\alpha}{\alpha+1} \bar{r}_i^{2\alpha+2}$. С учетом уравнения (8) и того, что $W_R \pi R^2 / Q = J$, уравнение (9) можно представить

$$J \Phi_2 / (2\alpha \Phi_1) = (\tau_{rz} / \tau_{r\theta})_R, \quad (10)$$

где $(\tau_{rz} / \tau_{r\theta})_R = \bar{U} / \bar{W}$, и если в качестве характерных значений компонент скорости выбрать значения вблизи стенки $\bar{W} = W_R$ и $\bar{U} = U_R = 3Q / [\pi(2R+r_i)(R-r_i)]$, то $(\tau_{rz} / \tau_{r\theta})_R = 3/[J(2+\bar{r}_i)(1-\bar{r}_i)]$. Таким образом, уравнение (10) преобразуется к виду $J^2 = 6\alpha \Phi_1 / [(2+\bar{r}_i)(1-\bar{r}_i)\Phi_2] = F(\alpha, \bar{r}_i)$. Задавая закон изменения тангенциальной скорости, т. е. величину α , можно получить решение $J = J(\bar{r}_i)$. Величина α в законе изменения W по радиусу определяется турбулентными характеристиками вращающегося газа [3], что, в свою очередь, зависит от параметров закручивающего аппарата и степени шероховатости внутренней поверхности канала. В опытах, проведенных автором данной работы, α изменя-

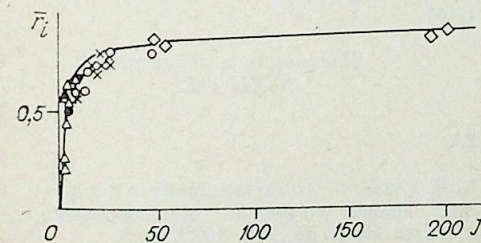


Рис. 2. Зависимость радиуса ядра течения от степени закрутки потока.

$\alpha = 0,4$; \times — данная работа [6]; ∇ — [6]; \triangle — [7]; \bullet — [8]; \diamond — [9]; ϕ — [10].

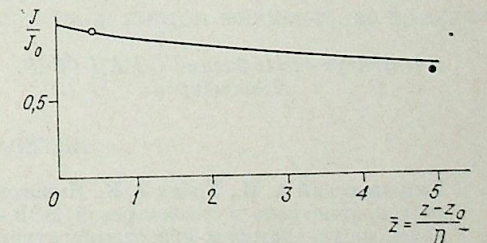


Рис. 3. Затухание крутки по длине канала.

$\bar{J} = \bar{J}(\bar{z})$; $Re = 10^5$; $R = 5 \cdot 10^{-2} \text{ м}$; $z_0 = 10^{-2} \text{ м}$; \circ — [5]; \bullet — [8].

лось от 0,5 до -0,9, т. е. характер изменения W вдоль радиуса в пристенной кольцевой зоне менялся от закона квазитвердого тела до квазипотенциального. Однако, как показали численные расчеты, зависимость решения от параметра α весьма слабая.

На рис. 2 приведен график зависимости $\bar{r}_i(J)$ для $\alpha = 0,4$. Здесь же нанесены экспериментальные точки, взятые из работ различных авторов. Можно видеть, что совпадение расчета с экспериментом весьма хорошее.

Теперь, решив задачу нахождения зависимости $J(\bar{r}_i)$ в рамках приближения малых изменений параметров течения вдоль оси канала, перейдем к определению падения степени крутки по длине камеры.

Используем для этого уравнение (8), которое запишем

$$\frac{3\rho Q}{\pi R} \varphi_1 \frac{\partial W_R}{\partial z} = -\frac{f}{8} \rho W^2 \left[\left(\frac{\bar{U}}{\bar{W}} \right)^2 + 1 \right]^{0,5}$$

Преобразуя это уравнение, приводим его к виду

$$\frac{1}{J^2} \cdot \frac{\partial J}{\partial z} = -\frac{f}{24R\varphi_1} \left(\frac{\bar{W}}{\bar{W}_R} \right)^2 \left[\left(\frac{\bar{U}}{\bar{W}} \right)^2 + 1 \right]^{0,5}$$

Выбирая в качестве характерных значений скорости те же, что и ранее, можем написать

$$\frac{\partial J}{\partial z} = -\frac{f}{24R\varphi_1} J \left[J^2 + \frac{9}{(2 + \bar{r}_i)^2 (1 - \bar{r}_i)^2} \right]^{0,5} \quad (11)$$

Коэффициент сопротивления f возьмем в той же форме, предложенной Никурадзе, что и для незакрученного течения в трубе $f = 0,0032 + \frac{0,221}{\text{Re}_*^{0,237}}$, однако Re_* следует рассчитывать аналогично тому,

как это сделано в [4]. Иначе говоря, переходим в систему координат, связанную с винтовой линией тока в закрученном течении. В этом случае, обозначив $Q/(\nu \pi R^2) = \bar{U}/\nu = \text{Re}_D/D$,

$$\text{Re}_* = \frac{\text{Re}_D z \left[1 + \frac{J^2 (2 + \bar{r}_i)^2 (1 - \bar{r}_i)^2}{9} \right]^{0,5}}{D (1 - \bar{r}_i^2) \cos \left[\arctg \frac{J (2 + \bar{r}_i) (1 - \bar{r}_i)}{3} \right]} \quad (12)$$

где D — диаметр камеры.

Теперь, поскольку зависимость $J(\bar{r}_i)$ нам уже известна, можно провести численное решение уравнения (11), которое и дает нам искомую зависимость $J(z)$. На рис. 3 представлены результаты численного решения для некоторых значений параметров, входящих в формулу (12). По оси абсцисс отложены значения $\bar{z} = (z - z_0)/D$, где z_0 — координата некоторого начального сечения камеры; $\bar{J} = J/J_0$, где J_0 — значение локальной степени закрутки в сечении $z = z_0$.

Результаты решения, полученного в данной работе, могут быть использованы при расчете и проектировании устройств, в которых применяются закрученные потоки жидкости и газа.

Институт теплофизики СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
20/XII 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Тимошевский А. Н., Урбах Э. К., Янковский А. И. Стабилизация теплового слоя дуги в плазмотроне с газовихревой МЭВ.— В кн.: Тезисы докладов VIII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Новосибирск, 1980, ч. 3.
2. Лав. Расчет перепада давления в прямых вихревых трубах.— Ракетная техника и космонавтика, 1974, № 7.
3. Гольдштик М. А. Вихревые потоки. Новосибирск: Наука, 1981.
4. Гостинцев Ю. А. Теплообмен и гидравлическое сопротивление при течении по трубе вращающейся жидкости.— Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 5.

5. Волчков Э. П., Смульский И. И. Аэродинамика вихревой камеры со вдувом по боковой поверхности (экспериментальное исследование). Новосибирск, 1979.
6. Сударев А. И., Тимошевский А. Н. Экспериментальное исследование эрозии цилиндрического катода в воздухе и азоте.— В кн.: Теплофизические исследования/Под ред. С. С. Кутателадзе. Новосибирск, 1977.
7. Рагозин Ю. Н. Результаты экспериментального исследования структуры закрученного газового потока в сужающихся соплах.— В кн.: Некоторые вопросы исследования вихревого эффекта и его промышленного применения. Куйбышев, 1974.
8. Лянэ Р. Развитие и перемешивание струи в соосном ограниченном закрученном потоке.— В кн.: Струйные течения в рабочих камерах и смесительных устройствах. Таллин, 1973.
9. Толмачев И. Я. и др. Аэродинамическая структура потока в гладкостенной модели технологической циклонной камеры.— В кн.: Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики. Вып. 11. Алма-Ата: Наука, 1976.
10. Вулис Л. А., Устищенко Б. П. Об аэродинамике циклонной топочной камеры.— Теплоэнергетика, 1954, № 9.

УДК 621.791.948.03 : 533.9

А. Ф. ПУЗРЯКОВ, С. А. ЛЕВИТИН, Г. А. ЛАЗАРЕНКО,
А. Н. КОСОЛАПОВ

МЕХАНИЗАЦИЯ И АВТОМАТИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА
ПЛАЗМЕННОГО НАПЫЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ МАНИПУЛЯТОРОВ

Плазменное напыление находит все большее применение в различных отраслях народного хозяйства. Возможность получения уникальных свойств деталей за счет применения этого метода используется в большинстве отраслей промышленности. Однако широкое внедрение данного метода на уровне серийного производства тормозится рядом причин объективного характера. Среди них не последнее место занимают следующие: нестабильность свойств покрытий; отсутствие надежного оборудования, обеспечивающего стабильное качество изделий; зависимость свойств покрытий от квалификации оператора плазменной установки; вредные условия труда при работе на установках плазменного напыления.

Анализ условий труда [1] показывает, что обслуживание установки плазменного напыления вручную соответствует работе человека в экстремальной ситуации (табл. 1). Снизить вес этих факторов или полностью их устранить возможно с помощью комплексной механизации и автоматизации технологического цикла. Вопрос этот уже поднимался в [2], и предлагалось решение его в два этапа. Были выдвинуты основные требования к узлам установок плазменного напыления, предназначенных для работы в автоматическом режиме.

Применение способов и средств комплексной механизации и автоматизации предоставит дополнительные возможности в использовании плазменного напыления, приведет к созданию прогрессивных процессов и производительной техники, которые были бы вообще немыслимы, если бы человек оставался участником технологического процесса в прежней роли [3]. Подобные примеры неоднократно встречаются при использовании средств механизации и автоматизации в других областях.

Таблица 1

Условия работы оператора установок плазменного напыления

Вид нагрузки	Уровень нагрузки	
	предельно допустимый	фактический
Число одновременно наблюдаемых объектов	10	более 10
Характер работы	Стационарный стоя	Стационарный стоя
Время сосредоточенного наблюдения, %	75	75 ... 85
Температура рабочей среды, град.	Не менее 18 Не более 24	15 ... 30
Уровень шума	85	100 ... 120
Загрязненность воздуха		
концентрация вредных газов, мг/м ³		
окислы азота (NO ₂)	5	7
озон (O ₃)	0,1	0,7
концентрация пыли, мг/м ³	Менее 10	120
Прочие профвредности		Наличие УФ излучения

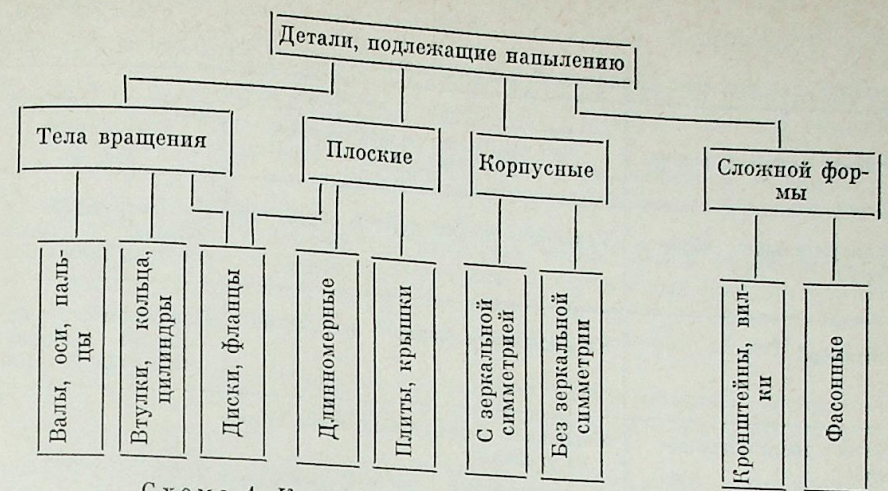


Схема 1. Классификация деталей по их конфигурации

Для определения рациональных путей и средств механизации и автоматизации процесса напыления необходимо в первую очередь провести классификацию напыляемых деталей, подлежащих автоматизированной обработке [4]. Данная классификация должна отражать весовые и габаритные признаки, конфигурацию всей детали и отдельно поверхностей, подлежащих напылению (схема 1).

В настоящее время напыление ведется в основном по уже установленной схеме: предварительно подготовленная (чаще всего дробеструйной обработкой) деталь помещается в камеру, где находится плазмотрон, закрепленный стационарно неподвижно или на подвижной каретке. Камера может быть открытой с вытяжной вентиляцией или же герметически закрытой, как, например, при напылении в контролируемой среде. Деталь устанавливается и крепится вручную либо на вращатель, либо на стол камеры. Параметры процесса контролируются оператором визуально по приборам. В основном используется плазменное напыление порошковыми материалами (использование для напыления прутковых материалов широкого распространения пока не получило). Примером таких устройств могут служить установки типа УПУ-3; УПУ-3Д; УМП-5 и т. д. Недостатки, ограничивающие использование метода плазменного напыления в серийном производстве, присутствуют при работе и с этими установками.

Примерами попыток исключить участие человека из процесса напыления могут служить установки УПР-100/25 и устройства фирмы «Плазматехник» (Швейцария). УПР-100/25, например, оснащена системой циклового программирования процесса.

Несмотря на значительные достоинства этих систем, вопрос межоперационного транспортирования деталей на них не решен. Также не решен вопрос снятия и установки детали на рабочее место.

Технологический цикл нанесения покрытий на деталь можно представить в виде временных интервалов, необходимых для выполнения переходов. При условии обслуживания участка плазменного напыления одним оператором имеем

$$\tau_{ц} = \tau_{п.п.} + \tau_{п.п.} + \tau_{к} + \tau_{д} + \tau_{ст}, \quad (1)$$

где $\tau_{ц}$ — время, необходимое для завершения всего технологического цикла; $\tau_{п.п.}$ — время, необходимое для предварительной подготовки детали к процессу нанесения покрытия; $\tau_{п.п.}$ — время, необходимое для нанесения покрытия, включая нанесение подслоя; $\tau_{к}$ — время на контрольные операции; $\tau_{д}$ — время последующей дополнительной обработки; $\tau_{ст}$ — суммарное время межоперационных транспортировок.

Таблица 2

Механические средства комплексной автоматизации процесса плазменного напыления

Рабочие функции участка	Оборудование	
	При напылении мелких деталей <500 мм <25 кг	При напылении крупных деталей >500 мм >25 кг
Предварительная обработка	Установка дробеструйной обработки	Дробеструйный пистолет с захватом под манипулятор
Напыление	Установка плазменного напыления	Плазменный распылитель с захватом под манипулятор
Рабочее манипулирование	Механизмы перемещения плазматрона и детали	
	Промышленный робот с контурной системой управления Манипулирование деталью Манипуляторы копирующего типа	Манипулирование распылителем и дробеструйным пистолетом
Межоперационное транспортирование	Автоматический манипулятор циклового управления Промышленный робот с позиционной системой координат Использование промышленного робота, выполняющего рабочее манипулирование	Цеховое подъемно-транспортное оборудование
Управление процессом	САУ процессом напыления и подготовки поверхности, автоматические регуляторы технологических параметров	
Контроль	Внутриоперационный	Датчики технологических параметров
	До и после операционный	Приборы входного и выходного контроля

Необходимо отметить, что τ_d может частично перекрывать другие времена цикла за счет совмещения переходов (в зависимости от метода дополнительной обработки).

Рассмотрим соотношение (2)

$$(\tau_{п.п.} + \tau_{п.п.} + \tau_{к} - k_1 \cdot \tau_d) / \tau_{ст}, \quad (2)$$

где k_1 — коэффициент взаимного перекрытия переходов.

Если соотношение (2) много больше единицы, необходимо обратить внимание на автоматизацию операций предварительной подготовки поверхности, нанесения покрытия, контроля и последующей обработки. Одновременно целесообразно исследовать возможность увеличения коэффициента перекрытия за счет разбивки цикла на ряд параллельных автоматизированных потоков. Это позволит сократить число работающих на участке.

Случай, когда соотношение (2) меньше единицы, показывает на необходимость пересмотра всего технологического цикла с целью его оптимизации и автоматизации процесса межоперационного транспортирования. Часто решающее влияние на выбор средств автоматизации оказывают и другие факторы (см. табл. 1, 2), такие как вес детали, ее габариты, условия труда и т. д.

Наиболее универсальным классом устройств, с помощью которых можно заменить человека в процессе плазменного напыления, являются

манипуляторы. Рассмотрим возможности применения манипуляторов при нанесении покрытий методом плазменного напыления.

В 1980 г. в МВТУ им. Н. Э. Баумана были начаты работы по использованию автоматического манипулятора «Универсал-5.01» в установках плазменного напыления [5].

Однако на созданном участке полностью высвободить человека от участия в процессе не удалось. Положительный опыт эксплуатации этого участка показал:

- с помощью манипулятора человек может быть освобожден от тяжелого физического труда и связанных с процессом профвредностей;
- автоматический манипулятор может частично управлять основными параметрами процесса, хотя в главном контроль остается за человеком;

- номенклатура, габариты, вес, конфигурация деталей, обрабатываемых на участке, ограничиваются характеристиками манипулятора и установок для напыления.

Таким образом, наметились два пути автоматизации и механизации процесса: с помощью манипулятора, когда функции контроля за работой участка остаются за человеком, находящимся вне зоны работы манипулятором на основе числового программного управления (ЧПУ) или управляющей ЭВМ, в котором участие человека заключается в программировании комплекса и контроле за готовой продукцией.

Реализация этих путей может проводиться в следующих направлениях:

- усовершенствование собственно установок напыления для работы их в автоматическом режиме;

- создание автоматизированных участков с манипуляторами;

- создание автоматизированных комплексов с применением автоматических манипуляторов и общим управлением участка от ЧПУ или ЭВМ.

Проанализируем существующие типы манипуляторов применительно к поставленным задачам.

Манипуляторы копирующего типа, непосредственно управляемые человеком. Эти манипуляторы применяются в основном в двух целях — для мультипликации усилий человека и для исключения человека из непосредственного контакта с вредными средами и объектами. Такие манипуляторы сравнительно дешевы, стыковка их с оборудованием проста. Они могут быть использованы для создания механизированных участков, работающих под непосредственным контролем человека, а при использовании установок напыления с автоматическим циклом позволяют частично высвободить человека.

Манипуляторы, работающие по жестко заданной, заложенной в их конструкции схеме. К этой категории относятся различные автооператоры и манипуляторы типа СНЗ308.01 (разработка института Оргстанкинпром), М63-ОР, М63-ОМ (ЧССР). Они имеют определенный раз и навсегда устанавливаемый цикл, в процессе которого могут подавать ряд команд на обслуживаемое оборудование. В ряде случаев манипуляторы могут подстраиваться путем замены или добавления узлов, деталей и т. п. Недостатком этих манипуляторов является то, что они проектируются и изготавливаются для определенного типа или даже модели обслуживаемого оборудования, а также для определенной категории деталей. Поэтому в случае создания автоматизированного комплекса для плазменного напыления на основе таких манипуляторов необходимо специальное или типовое проектирование всего комплекса в целом, что целесообразно при массовом характере производства.

Цикловые манипуляторы. Это более универсальные машины, которые могут быть пристыкованы к оборудованию широкого диапазона (при соответствующей его доработке). Они имеют значительное количество степеней свободы и технологических команд на оборудовании. На штекерном табло или коммутационной панели могут быть заданы любой

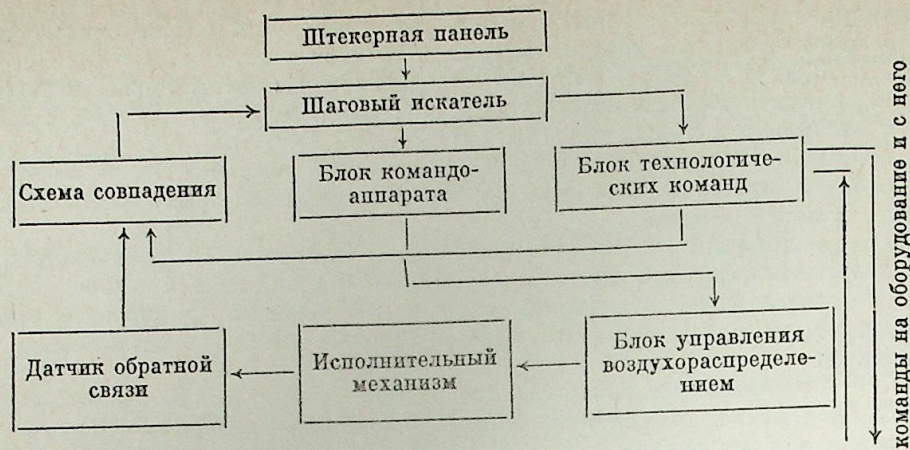


Схема 2. Блок-схема работы циклового манипулятора

цикл работы и последовательность команд на обслуживаемое оборудование. Величина перемещений задается либо концевыми выключателями, либо жесткими упорами. В связи с этим количество точек позиционирования на каждую степень свободы равно двум, с применением специальных устройств, усложняющих конструкцию, — до четырех.

Количество кадров (законченных переходов) ограничено величиной штекерной панели или коммутационного поля (в среднем 32 кадра). Большинство манипуляторов этого типа работает в прямоугольной системе координат. Траектория движения рабочего органа исполнительного механизма (захвата) не программируется. Примерами таких манипуляторов могут служить манипуляторы типа «Циклон» (схема 2), «Ритм», ПР-10И, РВ-110 (НРБ, НПКР, г. Берое), РИМП-401 (ПНР, ИТМ, г. Варшава) и др. Некоторые характеристики цикловых манипуляторов приведены в табл. 3.

Переналадка этих манипуляторов (с изменением цикла) требует значительного времени (1,5 ÷ 2 ч). В установках плазменного напыления такие манипуляторы с успехом могут быть использованы для загрузки — выгрузки деталей и межпереходного транспортирования.

Автоматические манипуляторы с программной системой управления (так называемые промышленные роботы — ПР) обладают еще большими возможностями. От наиболее близкого по возможностям класса цикловых манипуляторов они отличаются тем, что переналадка системы исполнительный орган — система управления исполнительным органом производится путем программирования (обучения) системы управления (схема 3).

В настоящее время в производстве используются в основном промышленные роботы, работающие по жестко задаваемой программе, без реакции на внешние факторы, так называемые ПР первого поколения. Необходимо отметить, что в дальнейшем у этого класса манипуляторов появляется возможность самообучения, адаптация к изменению исходных

Таблица 3

Некоторые характеристики автоматических манипуляторов с цикловым управлением

Тип манипулятора	Число степеней свободы	Грузоподъемность, кг	Привод	Точность позиционирования, мм	Ширина рабочей зоны, мм
Циклон ЗБ (СССР)	4	3	Пневматический	±0,1	600
ПР-10И (СССР)	4	10		±0,1	600
РВ-110 (БНР)	4	10		±0,5	1100
РИМП-401 (ПНР)	4	30		±0,3	600

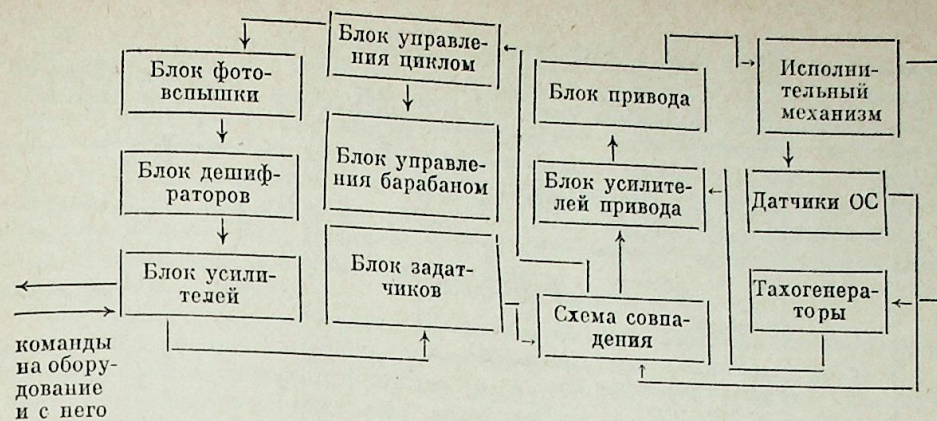


Схема 3. Блок-схема работы промышленного робота с аналого-позиционной системой управления

условий и т. п. С другой стороны, ведется разработка блочно-модульных систем для расширения технологических возможностей ПР [6].

Возможности ПР позволяют использовать их в автоматических комплексах указанных типов для загрузки — выгрузки деталей. Однако это не всегда целесообразно из-за относительно высокой стоимости и сложности ПР по сравнению с автоматическими манипуляторами с цикловым управлением. Их можно использовать и для рабочих перемещений детали во время процесса обработки, частичного управления процессом и контроля за его ходом.

В настоящее время в МВТУ им. Н. Э. Баумана создана установка плазменного напыления с промышленным роботом «Универсал-5.01», где управление комплексом осуществляется от пульта управления роботом. В данном комплексе совмещены камеры предварительной обработки и напыления, осуществляются подача технологических команд на оборудование и косвенный контроль за технологическими параметрами процесса. Участие человека сводится к программированию установки и контролю готовой продукции.

Участок работает следующим образом. Манипулятор М промышленного робота (см. рисунок) осуществляет перемещение заготовки в соответствии с алгоритмом работы участка (схема 4) и управление им с помощью пульта управления роботом ПУР и блоком управления циклом процесса. На рабочих местах в установке плазменного напыления УПН и в камере подготовки поверхности КПП находится обработанная или обрабатываемая с помощью соответствующей операции деталь. Это снижает простои оборудования участка при первом цикле и подготавливается наладчиком при наладке режимов по первой детали. Робот производит опрос УПН о конце операции напыления и в случае положительного ответа берет готовую деталь и переносит ее к разгрузочному устройству РУ. Получив положительный ответ от РУ о наличии свободной ячейки, робот кладет туда готовую деталь.

Затем манипулятор, послав соответствующий запрос в блок управления КПП и получив положительный ответ, переносит подготовленную деталь в УПН. После этого происходит включение цикла УПН и дальнейшее действие робота. Перенос из разгрузочного устройства в КПП

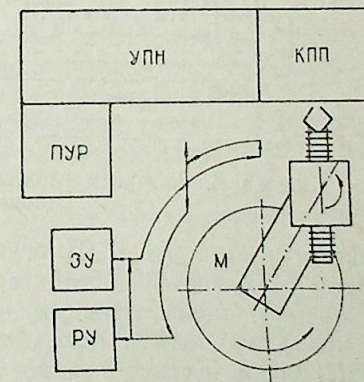


Рис. Планировка комплекса плазменного напыления с промышленным роботом «Универсал-5.01».

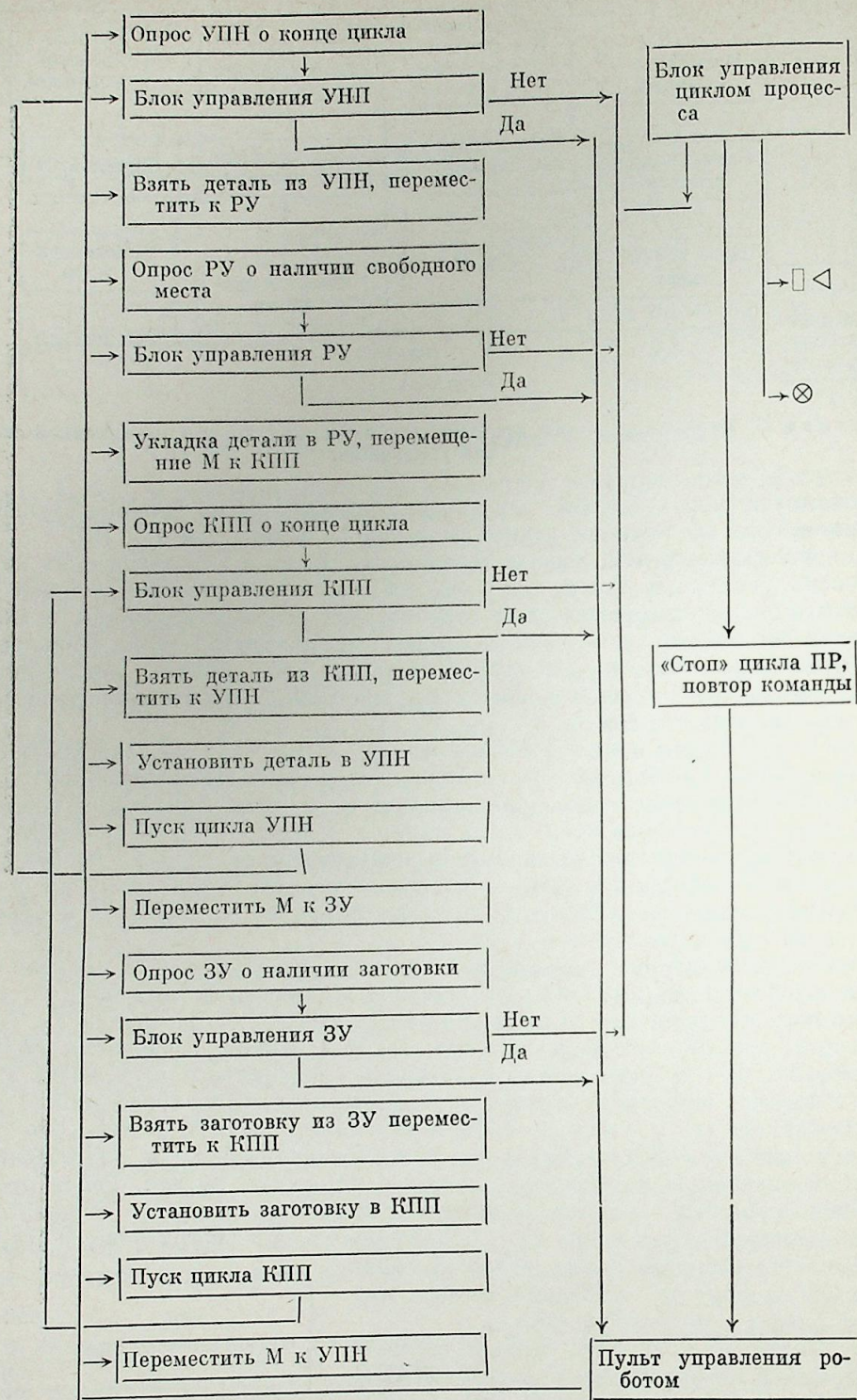


Схема 4. Алгоритм работы комплекса плазменного напыления с применением промышленного робота

заготовки и пуск КПП осуществляются во время напыления детали. Этим достигаются частичное или полное (в зависимости от длительности операций) перекрытие циклов работы оборудования и, следовательно, сокращение общего цикла выпуска деталей комплексом. После пуска КПП робот посылает запрос в УПН о конце операции напыления.

В случае, если нет положительного ответа, происходит остановка движения робота и с него поступает сигнал в блок управления циклом процесса. Из блока поступает команда на повтор запроса. В случае отрицательного ответа при опросе разгрузочного устройства РУ, загрузочного устройства ЗУ, а также непоступления подтверждения о пуске КПП и УПН, кроме команды на ПУР, включается звуковая и световая сигнализация, сообщающая оператору о необходимости вмешательства человека. Кроме того, предусмотрен ряд блокировок, срабатывающих по этим же каналам в случае выхода режимов работы оборудования за определенные пределы.

Не менее важен третий путь автоматизации процесса плазменного напыления, возможного лишь при применении промышленных роботов, — создание автоматических комплексов, в которых инструмент (плазмотрон, дробеструйный пистолет) закрепляется на промышленном роботе процесса. Такие установки особенно желательно использовать при обработке поверхностей сложной формы, крупногабаритных и тяжелых деталей.

Планирующееся расширение возможностей ПР и их усовершенствование позволят полностью исключить участие человека из технологического цикла, передать функции оперирования заготовкой и инструментом, контроля и управления процессом в руки машины.

В заключение отметим, что имеются конструкции, частично обладающие свойствами двух смежных (из перечисленных четырех) типов манипуляторов. Это или переходные модели манипуляторов, или попытки расширить возможности типа за счет использования возможностей другого типа, или упрощение (а значит и удешевление) конструкции. Примером может служить ПР «Универсал-5.01» (третий плюс четвертый типы).

Остановимся подробнее на задаче создания автоматизированных комплексов с использованием цикловых манипуляторов и промышленных роботов. Цикловые манипуляторы с успехом могут быть использованы для частичной автоматизации процесса. При этом должен осуществляться либо визуальный контроль за работой участка, либо необходимо добиться таких условий протекания процесса, при которых контроль не был бы необходим [1]. Промышленные роботы типа «Универсал-15» имеют значительную грузоподъемность, большое количество точек позиционирования и технологических команд. Эти ПР можно использовать и для оперирования деталью внутри камер дробеструйной обработки и в установке плазменного напыления. Главные недостатки этого робота — позиционная система управления, длительность его обучения (3 ÷ 4 ч) и большие габариты манипулятора. Позиционная система затрудняет программирование движения захвата с деталью по сложным кривым. Наиболее перспективными ПР для использования непосредственно в процессе являются роботы, работающие от ЧПУ контурного типа. Примером могут служить роботы ПРК-20 (СССР), РБ-211 (НРБ, НПКР, г. Берое), «Тралфа» (фирма «Юнимейшен» США) и др.

Из специальных требований, предъявляемых к ПР для использования в процессе плазменного напыления, можно отметить следующие.

1. Точность обработки перемещений по координатам ± 1 мм.
2. Широкий диапазон регулируемого изменения скоростей перемещения исполнительных органов, в частности линейных движений, от 0,5 до 20 м/мин.

3. Электроизоляция и защита системы управления и исполнительных механизмов от наведенных токов и сигналов.

4. Защита руки манипулятора от пыли и теплового излучения.

Малая изученность вопроса использования манипуляторов применительно к автоматизации процесса плазменного напыления пока не позволяет более точно определить требования к ним. Для этого необходимо изучение технологических особенностей новых методов и технических

средств автоматизации процесса, разработка алгоритмов управления процессом напыления, разработка методов оценки возможности и технико-экономической целесообразности автоматизации конкретных технологических процессов с помощью роботов, разработка экономически эффективных циклограмм процесса. Применение промышленных роботов в сочетании с использованием управляющей ЭВМ, систем адаптации и активного контроля позволит широко использовать метод плазменного напыления в промышленности.

Научно-исследовательский институт
проблем машиностроения,
Орско

Поступила в редакцию
29/VII 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Брахнова Т. П., Прилико В. А. Сравнительная гигиеническая оценка условий труда при создании защитных покрытий с применением металлических порошков.— Порошковая металлургия, 1976. № 10.
2. Пузряков А. Ф. Проблемы механизации и автоматизации процессов плазменного нанесения покрытий.— В кн.: Теория и практика газотермического нанесения покрытий. Рига, 1980.
3. Шаумян Г. А. Комплексная автоматизация производственных процессов. М.: Машиностроение, 1973.
4. Лебедевский М. С., Федоров А. И. Автоматизация в промышленности. Л., 1976.
5. Алнев М. А., Лазаренко Г. И., Лоскутов В. С. Применение промышленных роботов при автоматизации процесса плазменного напыления.— В кн.: Теория и практика газотермического нанесения покрытий. Ч. 1. Рига: Знание, 1980.
6. Мишкинд С. М., Браверман Г. Б., Ефремов Е. В. Новые разработки промышленных роботов второго поколения. М., 1979.

УДК 66.048.28.001.573

Н. П. РЕНО, В. Б. ПОКРОВСКИЙ, И. П. ТЕРЮШОВ,
Ю. А. КУЛИКОВ

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА КОНДЕНСАЦИИ СМЕСЕЙ УГЛЕВОДОРОДОВ КАК ОБЪЕКТА АВТОМАТИЧЕСКОГО УПРАВЛЕНИЯ

Процессы конденсации смесей углеводородов широко распространены для дефлегмации верхнего продукта в ректификационных установках нефтехимических и нефтеперерабатывающих производств. Стабильность работы узлов конденсации обеспечивается автоматическими системами регулирования (АСР) и оказывает значительное влияние на технико-экономические показатели работы всей установки. Проблема математического моделирования процессов конденсации с позиций задач управления стала актуальной в связи с усложнением технологических схем узлов дефлегмации и отвода тепла для ректификационных установок большой единичной мощности.

Рассмотрим процесс конденсации смеси парафиновых углеводородов внутри горизонтальной трубы.

СТАТИКА ПРОЦЕССА

Механизм конденсации паровых смесей, в отличие от чистых паров, осложняется существенным изменением состава конденсируемого потока по длине аппарата. Скорость движения фаз по мере конденсации значительно уменьшается, а толщина пленки жидкости возрастает. Поперечный поток вещества влияет на интенсивность тепло- и массообмена. Количественные характеристики процесса существенно изменяются как вдоль поверхности теплообмена, так и в зависимости от режима работы аппарата.

Изучению закономерностей тепло- и массоотдачи при конденсации паровых смесей посвящено небольшое число работ. Отметим работу [1], в которой получено решение задачи с учетом взаимодействия в пограничном слое поперечного потока массы с продольным потоком паровой смеси.

Представляют интерес результаты, полученные в [2]. Авторы экспериментально исследовали процесс конденсации многокомпонентных паровых смесей углеводородов и получили зависимости для конвективного коэффициента теплоотдачи парового потока

$$\alpha_{кв}/\alpha_{кв(0)} = 0,361\Pi_w^{0,5} \quad \text{при } 8 \leq \Pi_w \leq 20; \quad (1)$$

$$\alpha_{кв}/\alpha_{кв(0)} = 0,152\Pi_w^{0,8} \quad \text{при } 20 \leq \Pi_w \leq 50, \quad (2)$$

где $\Pi_w = \frac{j d_{вн}}{\nu_G \rho_G}$ — параметр, учитывающий влияние поперечного потока вещества на интенсивность тепло- и массообмена.

Величина $\alpha_{кв(0)}$ определяется из известного уравнения конвективного теплообмена

$$\alpha_{кв(0)} = 0,023 \frac{\lambda_G}{d_B} \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,43}$$

Математическое описание статических режимов процесса конденсации базируется на использовании модели Уарда [3], в которой принято, что объемная конденсация пара в ядре потока отсутствует, вдоль поверхности конденсации обеспечивается фазовое равновесие.

Согласно Уарду, общая плотность теплового потока выражается уравнением

$$q = \alpha_{\text{кв}}(T - T_f) + r\beta_p(P_n - P_{n_f}) = \alpha_{\text{эфф}}(T - T_f);$$

где

$$\alpha_{\text{эфф}} = \alpha_{\text{кв}} \left[1 + \frac{r}{Gc_p} \left(\frac{dG}{dT} \right) \right], \quad (3)$$

$$\alpha_{\text{кв}} = 0,023 \text{Re}_G^{0,8} \text{Pr}_G^{0,43} \frac{\lambda G}{d_{\text{вн}}}. \quad (4)$$

Коэффициент теплоотдачи в трубном пространстве $\alpha_{\text{тр}}$ определяется по уравнению

$$\alpha_{\text{тр}} = \left(\frac{1}{\alpha_{\text{пл}}} + \frac{1}{\alpha_{\text{эфф}}} \right)^{-1}. \quad (5)$$

Для расчета $\alpha_{\text{пл}}$ использована зависимость из [4], справедливая для высоких скоростей паровых протоков ($\text{Re}_D > 5 \cdot 10^3$), что имеет место в рассматриваемых условиях (для аппаратов большой единичной мощности)

$$\text{Nu}_{\text{пл}} = c \text{Re}_D^{0,8} \text{Pr}_D^{0,43} \sqrt{1 + \varepsilon (\rho_L / \rho_G - 1)}, \quad (6)$$

где

$$\text{Re}_D = \frac{4G_{\text{см}}}{\pi d_{\text{вн}} \mu_L}.$$

В [2] показано, что при высоких плотностях поперечного потока массы зависимость (4) дает сильно заниженные результаты, так как не учитывает влияния массообмена на теплообмен. Для определения $\alpha_{\text{кв}}$ нами использованы зависимости (1), (2). Кроме того, в модели Уарда не учитывается разность температур ядра парового потока и пленки конденсата и не обсуждается вопрос правомерности пренебрежения этим фактором. Нами этот фактор учтен.

Расчет статических режимов проведен на примере конденсатора воздушного охлаждения (КВО) горизонтального типа (парциального дефлегматора). Эти аппараты широко применяются для конденсации паровых потоков ректификационных установок большой мощности (конструктивные параметры КВО см. далее). Охлаждение осуществляется воздушными потоками, создаваемыми вентиляторами. При расчетах статических режимов принято: давление по длине аппарата постоянно; тепловым потоком от переохлаждения конденсата пренебрегаем; расход воздуха распределяется равномерно по поверхности теплопередачи; потери тепла в окружающую среду незначительны.

В качестве определяющей температуры для параметров, входящих в критериальные уравнения, приняты: для пара — температура пара в ядре потока; для конденсата — температура пленки у поверхности конденсации. Рассмотрена одна зона теплообмена — зона конденсации.

Математическая модель статических режимов представляет собой систему нелинейных дифференциальных уравнений. Так как изменение параметров процесса вдоль поверхности теплоотдачи заранее неизвестно, решение системы осуществлено на ЭВМ интервальным методом. Поверхность теплопередачи разделялась на участки, в пределах которых изменения параметров потока принимались линейными. Свойства смесей [5] рассчитывались заранее и представлялись в виде таблиц. Их промежуточные значения линейно интерполировались в зависимости от температуры. Математическая модель статических режимов для каждого интер-

N смеси	$\alpha_{\text{пл}}$		$\alpha_{\text{эфф}}$				$\alpha_{\text{тр}}$		$Q_{\text{п}}, \%$		T		T_f	
	1	N	1	N	1	N	1	N	1	N	1	N	1	N
1	3729	2101	488	592	297	116	3700	2097	2,3	1,5	334,88	334,17	334,84	334,2
2	3707	2118	178	343	97	320	3632	2074	2,2	1,5	331,94	327,25	331,84	328,19
3	2488	1578	159	599	129	105	2485	1574	1	0,5	324,8	322,55	324,99	322,47
4	1774	1211	33	825	33	355	1697	1174	4,3	1,6	316,73	308,78	316,29	308,55

вала представляет собой систему нелинейных алгебраических уравнений

$$Q_{ri} = (L_{i+1} - L_i)r_i; \quad Q_{Gi} = G_{\text{ср}i}(q_{Gi} - q_{Gi+1}); \quad Q_{\text{тр}i} = Q_{ri} + Q_{Gi};$$

$$Q_{\text{в}i} = G_{\text{в}i}c_{\text{в}}(T_{\text{в}i} - T_{\text{в}0}); \quad \alpha_{\text{тр}i}(T_i - T_{\text{ст.вн}i}) = \alpha_{\text{пл}i}(T_{\text{ст.вн}i} - T_{\text{ст.вн}i});$$

$$Q_{\text{тр}i} = Q_{\text{в}i} = Q_i; \quad Q_i = K_i F_{\text{в}i} \Delta T_i; \quad \Delta T_i = T_i - T_{\text{в}i};$$

$$K_i = \left(\psi / \alpha_{\text{тр}i} + R_{\text{зн}} + R_{\text{ст}} \frac{F_{\text{п}}}{F_{\text{ср}}} + R_{\text{зв}} \psi + 1 / \alpha_{\text{м}i} \right)^{-1}.$$

Величина $\alpha_{\text{тр}}$ рассчитана по формулам (1)–(3), (5), (6), $\alpha_{\text{м}}$ — по методике, изложенной в [6]. Результаты расчетов представлены в таблице. Анализ результатов позволил сделать следующие выводы.

1. Пленочный коэффициент теплоотдачи $\alpha_{\text{пл}}$ значительно (на 1–3 порядка) меньше $\alpha_{\text{эфф}}$. Следовательно, тепловое сопротивление паровой фазы мало и $\alpha_{\text{тр}} \approx \alpha_{\text{пл}}$.

Этот вывод подтверждается экспериментально [7], где показано, что при высоких скоростях паровых смесей (при $\text{Re}_D > 1800$) влияние примесей неконденсирующихся паров заметно ослабляется. Оно еще более ослабляется, если в качестве примесей в углеводородном паре присутствуют его гомологи, способные растворяться в конденсатной пленке. На рис. 1 представлено сопоставление опытных данных [7] с расчетными по формуле (6).

2. Разность температур ядра парового потока и поверхности конденсатной пленки невелика (менее 1°), что является следствием малого теплового сопротивления паровой фазы, поэтому в практических расчетах ее можно не учитывать.

3. Тепловым потоком от охлаждения пара можно пренебречь, так как он составляет менее 5% от общего теплового потока.

4. Статические расчеты КВО можно проводить на модели с сосредоточенными параметрами, так как выполняется условие [8]: безразмерные отношения коэффициентов теплоотдачи и теплоемкостей теплоносителей на концах аппарата $n_{\text{атр}}, n_{\text{ам}}, n_{\text{стр}}, n_{\text{см}} \in [0,5 : 2]$.

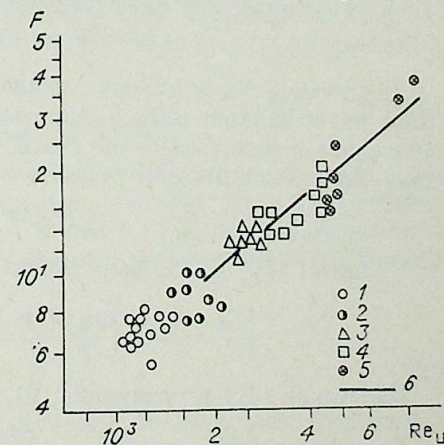


Рис. 1. Сопоставление опытных данных по конденсации паров пропана с примесями метана и этана [7] с расчетными [4].

1 — $W_{\text{п}} \approx 1,8$ м/с; 2 — $W_{\text{п}} \approx 2,7$ м/с; 3 — 3,5 м/с; 4 — $W_{\text{п}} \approx 4,8$ м/с; 5 — $W_{\text{п}} \approx 7$ м/с;

6 — расчет по формуле

$$F = \frac{\text{NuPr}_L^{0,43}}{\frac{1}{2} [\sqrt{1 + \varepsilon_0 (\rho_L / \rho_G - 1)} + \sqrt{1 + \varepsilon_1 (\rho_L / \rho_G - 1)}]},$$

где $\varepsilon_0, \varepsilon_1$ — паросодержание на входе и выходе из трубы; $W_{\text{п}}$ — средняя по трубе скорость парового потока.

Динамике процесса конденсации смесей углеводородов посвящено мало работ [9—11], в них описан процесс конденсации смеси паров с инертным газом в кожухотрубчатых конденсаторах.

Рассмотрим динамику процесса при течении смесей внутри пучка горизонтальных труб. При описании динамики процесса конденсации кроме допущений, приведенных выше, принято: состав паровой фазы и расход парожидкостной смеси по длине трубы изменяются линейно; температура в ядре парового потока принимается равной температуре поверхности пленки конденсата; все гидравлическое сопротивление сосредоточено в выходном сечении.

Математическая модель динамики включает в себя уравнения материального и теплового балансов и уравнение сохранения количества движения. Запишем последовательно каждое из указанных уравнений и выполним необходимые преобразования.

1. Уравнение материального баланса

$$\frac{d(\Delta m_G + \Delta m_L)}{dt} = \Delta G_0 - \Delta G_1 - \Delta L_1. \quad (7)$$

Выразим левую часть уравнения (7) через выходные переменные и параметры состояния

$$m_G = V_G \rho_G; m_L = V_L \rho_L; \quad (8)$$

$$\rho_G = \rho_G(P, T, y); \rho_L = \rho_L(P, T, x),$$

где в соответствии с правилом фаз для двухкомпонентной смеси $T = T(P, y)$; $x = x(P, y)$. Следовательно, $\rho_G = \rho_G(P, y)$; $\rho_L = \rho_L(P, y)$.

С учетом (8) уравнение (7) запишем в виде

$$\left(V_G \frac{\partial \rho_G}{\partial P} + V_L \frac{\partial \rho_L}{\partial P} \right) \frac{d\Delta P}{dt} + \left(V_G \frac{\partial \rho_G}{\partial y} + V_L \frac{\partial \rho_L}{\partial y} \right) \frac{d\Delta y}{dt} + (\rho_L - \rho_G) \frac{d\Delta V_L}{dt} = \Delta G_0 - \Delta G_1 - \Delta L_1. \quad (9)$$

Объем трубного пространства V_L , занимаемый жидкой фазой, определяем через объемное паросодержание φ по формуле

$$V_L = V(1 - \varphi). \quad (10)$$

Для невысоких и средних давлений, при которых работают конденсаторы ректификационных установок, объемное паросодержание φ может значительно отличаться от объемной расходной доли пара, так как в этом случае имеет место относительное движение паровой и жидкой фаз.

$$\varphi = \varphi(P, y, y_0). \quad (11)$$

С учетом (10) и (11) выражение $\frac{d\Delta V_L}{dt}$ запишется в виде

$$\frac{d\Delta V_L}{dt} = -V \left(\frac{\partial \varphi}{\partial P} \cdot \frac{d\Delta P}{dt} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \cdot \frac{d\Delta y}{dt} + \frac{\partial \varphi}{\partial y_0} \cdot \frac{d\Delta y_0}{dt} \right). \quad (12)$$

Подставив (12) в уравнение (9), получим

$$A \frac{d\Delta P}{dt} + B \frac{d\Delta y}{dt} + C \frac{d\Delta y_0}{dt} = \Delta G_0 - \Delta G_1 - \Delta L_1, \quad (13)$$

где

$$A = V_G \frac{\partial \rho_G}{\partial P} + V_L \frac{\partial \rho_L}{\partial P} - V(\rho_L - \rho_G) \frac{\partial \varphi}{\partial P};$$

$$B = V_G \frac{\partial \rho_G}{\partial y} + V_L \frac{\partial \rho_L}{\partial y} - V(\rho_L - \rho_G) \frac{\partial \varphi}{\partial P};$$

$$C = V(\rho_L - \rho_G) \frac{\partial \varphi}{\partial y_0}.$$

2. Уравнение теплового баланса

$$\frac{d(\Delta Q_G + \Delta Q_L)}{dt} = \Delta(G_0 q_{G_0}) - \Delta(G_1 q_{G_1}) - \Delta(L_1 q_{L_1}) - \Delta Q_{(1)}. \quad (14)$$

Имеем

$$Q_G = m_G q_G; Q_L = m_L q_L; \quad (15)$$

$$q_G = q_G(P, y); q_L = q_L(P, y).$$

Раскрывая содержание левой части уравнения (14), с учетом условий (15), получим

$$E \frac{d\Delta P}{dt} + H \frac{d\Delta y}{dt} - I \frac{d\Delta y_0}{dt} = G_0 \Delta q_{G_0} + q_{G_0} \Delta G_0 - G_1 \Delta q_{G_1} - q_{G_1} \Delta G_1 - L_1 \Delta q_{L_1} - q_{L_1} \Delta L_1 - \Delta Q_{(1)}, \quad (16)$$

где

$$E = V_G \left(q_G \frac{\partial \rho_G}{\partial P} + \rho_G \frac{\partial q_G}{\partial P} \right) + V_L \left(q_L \frac{\partial \rho_L}{\partial P} + \rho_L \frac{\partial q_L}{\partial P} \right) - V \frac{\partial \varphi}{\partial P} (q_L \rho_L - q_G \rho_G);$$

$$H = V_G \left(q_G \frac{\partial \rho_G}{\partial y} + \rho_G \frac{\partial q_G}{\partial y} \right) + V_L \left(q_L \frac{\partial \rho_L}{\partial y} + \rho_L \frac{\partial q_L}{\partial y} \right) - V \frac{\partial \varphi}{\partial y} (q_L \rho_L - q_G \rho_G);$$

$$I = V \frac{\partial \varphi}{\partial y_0} (q_L \rho_L - q_G \rho_G).$$

Найдем приращение правой части уравнения (16).

$$Q_{(1)} = F_{\text{вн}} \alpha_{\text{тр}} (T - T_{\text{ст}}); \quad (17)$$

$$\Delta Q_{(1)} = F_{\text{вн}} \alpha_{\text{тр}} \Delta T + F_{\text{вн}} T \Delta \alpha_{\text{тр}} - F_{\text{вн}} \alpha_{\text{тр}} \Delta T_{\text{ст}} - F_{\text{вн}} T_{\text{ст}} \Delta \alpha_{\text{тр}}.$$

За температуру стенки $T_{\text{ст}}$ трубы принимаем среднюю температуру

$$T_{\text{ст}} = (T_{\text{ст.вн}} + T_{\text{ст.н}})/2. \quad (18)$$

Анализируя динамику процесса конденсации, Таубман [12] показал, что при нестационарных режимах коэффициент теплоотдачи изменяется практически без запаздывания в соответствии с изменением температурного режима аппарата, поэтому без существенной погрешности для расчета $\alpha_{\text{тр}}$ можно использовать зависимости, полученные при стационарных условиях.

В общем случае

$$\alpha_{\text{тр}} = \alpha_{\text{тр}}(D, P, y, y_0, T_{\text{ст.вн}}).$$

Экспериментальные исследования [13] по конденсации паров пропана с примесями метана и этана показали, что для паров, движущихся со скоростью $W_0 > 2,54$ м/с, что имеет место в крупных промышленных установках, $\alpha_{\text{тр}}$ почти не зависит от температурного напора. Поэтому можно принять

$$\alpha_{\text{тр}} = \alpha_{\text{тр}}(D, P, y, y_0),$$

где

$$D = (G_0 + D_1)/2. \quad (19)$$

Тепловое сопротивление стенки относим к тепловым сопротивлениям трубного и межтрубного потоков

$$\alpha_{\text{тр}}^* = \left(\frac{1}{\alpha_{\text{тр}}} + \frac{\delta_{\text{ст1}}}{\lambda_{\text{ст1}}} \right)^{-1*}, \quad (20)$$

$$\alpha_{\text{м}}^* = \left(\frac{1}{\alpha_{\text{м}}} + \frac{\delta_{\text{ст2}}}{\lambda_{\text{ст2}}} \right)^{-1}. \quad (21)$$

* Далее при использовании зависимостей (20) и (21) индекс будет опущен.

Приращения ΔD_1 , ΔG_1 , ΔL_1 определяем из уравнения сохранения количества движения, а приращения Δq_{G1} и Δq_{L1} из соотношений (15).

3. Уравнение сохранения количества движения

$$\Delta P - \Delta P_c = \xi_{\text{пр}} \Delta \left(\frac{D_{11}^2}{\rho_{\text{см1}}} \right), \quad (22)$$

где $D_{11} = D_1/n$ — расход парожидкостной смеси через одну трубу; n — число труб.

Полагая, что давление за трубным пучком постоянно, т. е. $\Delta P_c = 0$, уравнение (22) запишем в виде

$$\Delta P = \xi_{\text{пр}} \left(2 \frac{D_{11} \Delta D_{11}}{\rho_{\text{см1}}} - \frac{D_{11}^2}{\rho_{\text{см1}}^2} \Delta \rho_{\text{см1}} \right). \quad (23)$$

Так как в стационарных условиях суммарный расход паровой и жидкой фаз в любом сечении одинаков, то $D_{11} = G_{01}$. Тогда из уравнения (23) следует

$$\Delta D_{11} = \frac{\rho_{\text{см1}}}{2\xi_{\text{пр}} G_{01}} \Delta P + \frac{G_{01}}{2\rho_{\text{см1}}} \Delta \rho_{\text{см1}}. \quad (24)$$

Плотность парожидкостной смеси в выходном сечении равна

$$\rho_{\text{см1}} = \rho_{G1} \varphi_1 + \rho_{L1} (1 - \varphi_1), \quad (25)$$

$$\Delta \rho_{\text{см1}} = \Delta \rho_{G1} \varphi_1 - \Delta \varphi_1 (\rho_{L1} - \rho_{G1}) + \Delta \rho_{L1} (1 - \varphi_1),$$

где

$$\rho_{G1} = \rho_{G1}(P, y_1); \quad \rho_{L1} = \rho_{L1}(P, y_1), \quad (26)$$

$$\varphi_1 = \varphi_1(P, y_1, y_0).$$

С учетом (25) и (26) уравнение (24) запишем в виде

$$\Delta D_1 = K \Delta P + M \Delta y_1 + N \Delta y_0, \quad (27)$$

$$\text{где } K = \left\{ \frac{\rho_{\text{см1}}}{2\xi_{\text{пр}} G_{01}} + \frac{G_{01}}{2\rho_{\text{см1}}} \left[\varphi_1 \left(\frac{\partial \rho_G}{\partial P} \right)_1 - (\rho_{L1} - \rho_{G1}) \left(\frac{\partial \varphi}{\partial P} \right)_1 + (1 - \varphi_1) \left(\frac{\partial \rho_L}{\partial P} \right)_1 \right] \right\} n;$$

$$M = \left\{ \frac{G_{01}}{2\rho_{\text{см1}}} \left[\varphi_1 \left(\frac{\partial \rho_G}{\partial y} \right)_1 - (\rho_{L1} - \rho_{G1}) \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)_1 + (1 - \varphi_1) \left(\frac{\partial \rho_L}{\partial y} \right)_1 \right] \right\} n;$$

$$N = \left[- \frac{G_{01}}{2\rho_{\text{см1}}} (\rho_{L1} - \rho_{G1}) \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y_0} \right)_1 \right] n.$$

Расход паровой фазы на выходе G_1 связан с общим расходом парожидкостной смеси D_1 соотношением:

$$G_1 = \varepsilon_1 D_1; \quad \Delta G_1 = K_G \Delta P + M_G \Delta y_1 + N_G \Delta y_0,$$

где

$$K_G = G_0 \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial P} \right)_1 + \varepsilon_1 K; \quad M_G = G_0 \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right)_1 + \varepsilon_1 M; \quad N_G = G_0 \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial y_0} \right)_1 + \varepsilon_1 N;$$

$$\Delta L_1 = \Delta D_1 - \Delta G_1 = (K - K_G) \Delta P + (M - M_G) \Delta y_1 + (N - N_G) \Delta y_0.$$

Подставляя выражения для приращений ΔD_1 , ΔG_1 , ΔL_1 в правую часть уравнения (13) и учитывая, что $\Delta y = \frac{\Delta y_0 + \Delta y_1}{2}$, после ряда преобразований получим

$$A \frac{d\Delta P}{dt} + \frac{B}{2} \frac{d\Delta y_1}{dt} = \Delta G_0 - K \Delta P - M \Delta y_1 - N \Delta y_0 + \left(C - \frac{B}{2} \right) \frac{d\Delta y_0}{dt}. \quad (28)$$

Аналогичным образом из уравнения (16) с учетом (17) и (19) находим

$$E \frac{d\Delta P}{dt} + \frac{H}{2} \frac{d\Delta y_1}{dt} = R \Delta P + S \Delta y_0 + W \Delta G_0 + Z \Delta y_1 + \left(I - \frac{H}{2} \right) \frac{d\Delta y_0}{dt} + F_{\text{вн}} \alpha_{\text{тр}} \Delta T_{\text{ст}}, \quad (29)$$

$$\text{где } R = G_0 \left(\frac{\partial q_G}{\partial P} \right)_0 - G_1 \left(\frac{\partial q_G}{\partial P} \right)_1 - q_{G1} K_G - L_1 \left(\frac{\partial q_L}{\partial P} \right)_1 - q_L (K - K_G) - F_{\text{вн}} \alpha_{\text{тр}} \frac{\partial T}{\partial P} - \frac{F_{\text{вн}}}{2} K (T - T_{\text{ст}}) \frac{\partial \alpha_{\text{тр}}}{\partial D} - F_{\text{вн}} (T - T_{\text{ст}}) \frac{\partial \alpha_{\text{тр}}}{\partial P};$$

$$S = G_0 \left(\frac{\partial q_G}{\partial y} \right)_0 - q_{G1} N_G - q_{L1} (N - N_G) - \frac{F_{\text{вн}}}{2} \alpha_{\text{тр}} \frac{\partial T}{\partial y} - \frac{F_{\text{вн}}}{2} N (T - T_{\text{ст}}) \frac{\partial \alpha_{\text{тр}}}{\partial D} - F_{\text{вн}} (T - T_{\text{ст}}) \frac{\partial \alpha_{\text{тр}}}{\partial y_0};$$

$$W = q_{G0} - \frac{F_{\text{вн}}}{2} (T - T_{\text{ст}}) \frac{\partial \alpha_{\text{тр}}}{\partial D};$$

$$Z = - G_1 \left(\frac{\partial q_G}{\partial y} \right)_1 - q_{G1} M_G - L_1 \left(\frac{\partial q_L}{\partial y} \right)_1 - q_{L1} (M - M_G) - \frac{F_{\text{вн}}}{2} \alpha_{\text{тр}} \frac{\partial T}{\partial y} - \frac{F_{\text{вн}}}{2} M (T - T_{\text{ст}}) \frac{\partial \alpha_{\text{тр}}}{\partial D} - F_{\text{вн}} (T - T_{\text{ст}}) \frac{\partial \alpha_{\text{тр}}}{\partial y}.$$

Окончательно из уравнений (28) и (29) имеем

$$\tau_{\Delta P} \frac{d\Delta P}{dt} + \Delta P = K_1 \Delta y_0 + K_2 \Delta G_0 + K_3 \Delta y_1 + K_4 \frac{d\Delta y_0}{dt} + K_5 \Delta T_{\text{ст}}; \quad (30)$$

$$\tau_{\Delta y_1} \frac{d\Delta y_1}{dt} + \Delta y_1 = K_6 \Delta P + K_7 \Delta y_0 + K_8 \Delta G_0 + K_9 \frac{d\Delta y_0}{dt} + K_9 \Delta T_{\text{ст}}; \quad (31)$$

где

$$\tau_{\Delta P} = \frac{-E + \frac{HA}{B}}{\frac{KH}{B} + R}, \quad \tau_{\Delta y_1} = \frac{\frac{1}{2} \left(B - \frac{AH}{E} \right)}{\frac{ZA}{E} + M},$$

$$K_1 = \frac{-\frac{NH}{B} - S}{\frac{KH}{B} + R},$$

$$K_6 = \frac{-K - \frac{RA}{E}}{\frac{ZA}{E} + M},$$

$$K_2 = \frac{\frac{H}{B} - W}{\frac{KH}{B} + R},$$

$$K_7 = \frac{-N - \frac{SA}{E}}{\frac{ZA}{E} + M},$$

$$K_3 = \frac{-Z - \frac{HM}{B}}{\frac{KH}{B} + R},$$

$$K_8 = \frac{1 - \frac{WA}{E}}{\frac{ZA}{E} + M},$$

$$K_4 = \frac{\frac{H}{2} - J + \frac{H}{B} \left(C - \frac{B}{2} \right)}{\frac{KH}{B} + R},$$

$$K_9 = \frac{\left(\frac{H}{2} - I \right) \frac{A}{E} - \frac{B}{2} + C}{\frac{ZA}{E} + M},$$

$$K_5 = \frac{-F_{\text{вн}} \alpha_{\text{тр}}}{\frac{KH}{B} + R},$$

$$K_{10} = \frac{-\frac{F_{\text{вн}} \alpha_{\text{тр}} A}{E}}{\frac{ZA}{E} + M}.$$

Уравнения (30), (31) описывают динамику процесса конденсации паровых смесей. Выражения для коэффициентов этих уравнений могут быть применены для любых бинарных паровых смесей, для которых

справедливы указанные допущения. Эти выражения не зависят от методов расчета свойств, равновесных составов и коэффициентов теплоотдачи. В отличие от выполненных ранее работ [9—11], не делалось допущений о независимости этих величин от тех или иных параметров состояния. Для определения $\Delta T_{ст}$ необходимо задать внешними условиями. Как и в случае статических режимов, рассмотрим динамику КВО. Для этого примем: температура охлаждающего воздуха по направлению его движения изменяется линейно; плотность воздуха постоянна. Запишем уравнения теплового баланса в радиальном направлении и в межтрубном пространстве.

4. Уравнение теплового баланса в радиальном направлении

Уравнение нестационарной теплопроводности заменяем уравнением теплового баланса в радиальном направлении. В [14, 15] показано, что такая замена дает незначительную погрешность.

$$m_{ст}c_{ст} \frac{d\Delta T_{ст}}{dt} = \Delta Q_{(1)} - \Delta Q_{(2)},$$

где $\Delta Q_{(1)}$ определяется по уравнению (17). $Q_{(2)} = \alpha_m F_n (T_{ст} - T_B)$; $\alpha_m = \alpha_m(G_B, T_B)$;

$$\Delta Q_{(2)} = F_n \alpha_m \Delta T_{ст} + F_n T_{ст} \Delta \alpha_m - F_n \alpha_m \Delta T_B - F_n T_B \Delta \alpha_m. \quad (32)$$

Температуру $T_{ст}$ определяем из (18).

После ряда преобразований получим

$$\tau_{ст} \frac{d\Delta T_{ст}}{dt} + \Delta T_{ст} = K_{11} \Delta P + K_{12} \Delta y_1 + K_{13} \Delta G_0 + K_{14} \Delta y_0 + K_{15} \Delta G_B + K_{16} \Delta T_B,$$

где

$$\tau_{ст} = \frac{m_{ст} c_{ст}}{F_{вн} \alpha_{тр} + F_n \alpha_m};$$

$$K_{11} = \frac{F_{вн} \alpha_{тр} \frac{\partial T}{\partial P} + \frac{F_{вн}}{2} (T - T_{ст}) K \frac{\partial \alpha_{тр}}{\partial D} + F_{вн} (T - T_{ст}) \frac{\partial \alpha_{тр}}{\partial P}}{F_{вн} \alpha_{тр} + F_n \alpha_m};$$

$$K_{12} = \frac{\frac{F_{вн}}{2} \alpha_{тр} \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{F_{вн}}{2} (T - T_{ст}) M \frac{\partial \alpha_{тр}}{\partial D} + F_{вн} (T - T_{ст}) \frac{\partial \alpha_{тр}}{\partial y}}{F_{вн} \alpha_{тр} + F_n \alpha_m};$$

$$K_{13} = \frac{\frac{F_{вн}}{2} (T - T_{ст}) \frac{\partial \alpha_{тр}}{\partial D}}{F_{вн} \alpha_{тр} + F_n \alpha_m};$$

$$K_{14} = \frac{\frac{F_{вн}}{2} \alpha_{тр} \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{F_{вн}}{2} (T - T_{ст}) N \frac{\partial \alpha_{тр}}{\partial D} + F_{вн} (T - T_{ст}) \frac{\partial \alpha_{тр}}{\partial y_0}}{F_{вн} \alpha_{тр} + F_n \alpha_m};$$

$$K_{15} = \frac{F_n (T_B - T_{ст}) \frac{\partial \alpha_m}{\partial G_B}}{F_{вн} \alpha_{тр} + F_n \alpha_m};$$

$$K_{16} = \frac{F_n \alpha_m + F_n (T_B - T_{ст}) \frac{\partial \alpha_m}{\partial T_B}}{F_{вн} \alpha_{тр} + F_n \alpha_m}.$$

5. Уравнение теплового баланса для межтрубного пространства

$$V_{вр} \rho_{в} c_{в} \frac{d\Delta T_B}{dt} = \Delta Q_{(2)} - \Delta Q_{(3)},$$

где $\Delta Q_{(2)}$ определяется по уравнению (32).

$$Q_{(3)} = G_B c_B (T_{B1} - T_{B0});$$

$$\Delta Q_{(3)} = c_B G_B \Delta T_{B1} + c_B T_{B1} \Delta G_B - c_B G_B \Delta T_{B0} - c_B T_{B0} \Delta G_B.$$

Учитывая, что $T_B = (T_{B0} + T_{B1})/2$ и $\Delta T_{B1} = 2\Delta T_B - \Delta T_{B0}$, после ряда преобразований получим

$$\tau_m \frac{d\Delta T_B}{dt} + \Delta T_B = K_{17} \Delta T_{ст} + K_{18} \Delta T_{B0} + K_{19} \Delta G_B,$$

где

$$\tau_m = \frac{V_B \rho_B c_B}{U}; \quad K_{17} = \frac{F_n \alpha_m}{U}; \quad K_{18} = \frac{2c_B G_B}{U};$$

$$K_{19} = - \frac{F_n T_B \frac{\partial \alpha_m}{\partial G_B} - F_n T_{ст} \frac{\partial \alpha_m}{\partial G_B} + c_B T_{B1} - c_B T_{B0}}{U};$$

$$U = F_n \alpha_m + F_n T_B \frac{\partial \alpha_m}{\partial T_B} - F_n T_{ст} \frac{\partial \alpha_m}{\partial T_B} + 2c_B G_B.$$

Итак, получена система дифференциальных уравнений, описывающих динамику процесса конденсации в КВО

$$\tau_{\Delta P} \frac{d\Delta P}{dt} + \Delta P = K_1 \Delta y_0 + K_2 \Delta G_0 + K_3 \Delta y_1 + K_4 \frac{d\Delta y_0}{dt} + K_5 \Delta T_{ст};$$

$$\tau_{\Delta y_1} \frac{d\Delta y_1}{dt} + \Delta y_1 = K_6 \Delta P + K_7 \Delta y_0 + K_8 \Delta G_0 + K_9 \frac{d\Delta y_0}{dt} + K_{10} \Delta T_{ст};$$

$$\tau_{ст} \frac{d\Delta T_{ст}}{dt} + \Delta T_{ст} = K_{11} \Delta P + K_{12} \Delta y_1 + K_{13} \Delta G_0 + K_{14} \Delta y_0 + K_{15} \Delta G_B + K_{16} \Delta T_B;$$

$$\tau_m \frac{d\Delta T_B}{dt} + \Delta T_B = K_{17} \Delta T_{ст} + K_{18} \Delta T_{B0} + K_{19} \Delta G_B.$$

В качестве примера рассмотрим конденсацию смеси изобутан-бутановых паров в конденсаторе воздушного охлаждения.

ВХОДНЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ

Конструктивные параметры: $d_b = 0,02$ м; $d_n = 0,025$ м; $l = 12$ м; $\psi = 24,8$; $D_n = 0,057$ м; $S_p = 0,0025$ м; $n = 495$; $N_p = 6$; $F_n = 10100$ м²; $\lambda_p = 200,7$ Вт/(м·К); $\lambda_{тр} = 37$ Вт/(м·К).

Технологические параметры: $y_0 = 0,3$; $P = 0,696$ МПа; $T_{B0} = 293,1$ К; $G_0 = 24,176$ кг/с; $\varepsilon_1 = 0,25$; $R_{3в} = 0,6 \cdot 10^{-3}$ (м²·К)/Вт; $R_{3в} = 0,3 \cdot 10^{-3}$ (м²·К)/Вт.

На первом этапе произведено решение системы уравнений статики по модели с сосредоточенными параметрами.

Расчетные значения параметров в стационарном режиме

$T_{B1} = 319,5$ К;	$q_{G1} = 375,6$ кДж/кг;	$y = 0,319$;
$T_B = 306,3$ К;	$q_{L1} = 53,17$ кДж/кг;	$x = 0,27$;
$G_B = 220,4$ кг/с;	$\rho_{см1} = 102,7$ кг/м ³ ;	$V_G = 1,73$ м ³ ;
$q_0 = 377,2$ кДж/кг;	$\rho_{G1} = 15,7$ кг/м ³ ;	$V_L = 0,12$ м ³ ;
$\Phi_1 = 0,826$;	$\rho_{L1} = 516,2$ кг/м ³ ;	$\rho_L = 516,7$ кг/м ³ ;
$G_1 = 6$ кг/с;	$T_{ст} = 325,3$ К;	$\rho_G = 15,7$ кг/м ³ ;
$L_1 = 18,1$ кг/с;	$\alpha_{тр} = 26,62$ Вт/(м ² ·К);	$q_G = 376,4$ кДж/кг;
$x_1 = 0,287$;	$\alpha_m = 37,1$ Вт/(м ² ·К);	$q_L = 54,43$ кДж/кг;
$y_1 = 0,338$;	$T = 334,3$ К;	$\xi_{пр} = 3,2 \cdot 10^2$.

Свойства смесей и равновесные составы рассчитаны по методикам [5]. Величина $\alpha_{тр}$ рассчитана по формуле (6), α_m — по методике [6]. Зна-

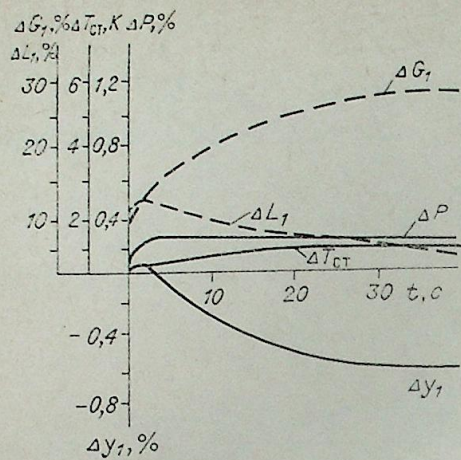


Рис. 2. Переходные процессы при возмущении по расходу паровой смеси на входе (в % от начального значения, $\Delta G_0 = 10\%$ от начального значения).

чение φ — по методу Мартинелли [16]. Частные производные, входящие в выражения для коэффициентов уравнений динамики, рассчитывались как отношения конечных разностей в окрестности точки, определяющей исходный стационарный режим.

Расчетные значения коэффициентов в уравнениях динамики

$$\begin{aligned} \tau_{\Delta P} &= 0,579 \cdot 10^{-1}; & \tau_{\Delta y_1} &= 1,38; & \tau_{\Delta T_{ст}} &= 7,24; & \tau_{\Delta G_1} &= 0,188 \cdot 10^{-1}; \\ K_1 &= -4,56; & K_6 &= -0,154 \cdot 10^{-1}; & K_{11} &= 19,2; & K_{17} &= 0,487; \\ K_2 &= 0,503 \cdot 10^{-2}; & K_7 &= 0,723; & K_{12} &= -110,1; & K_{18} &= 0,580; \\ K_3 &= 6,82; & K_8 &= 0,186 \cdot 10^{-3}; & K_{13} &= 0,901 \cdot 10^{-1}; & K_{19} &= 0,474 \cdot 10^{-2}; \\ K_4 &= 0,717 \cdot 10^{-1}; & K_9 &= 1,32; & K_{14} &= 43,1; & & \\ K_5 &= 0,273 \cdot 10^{-1}; & K_{10} &= -0,287 \cdot 10^{-2}; & K_{15} &= -0,169 \cdot 10^{-1}; & & \\ & & & & K_{16} &= 0,236; & & \end{aligned}$$

Получены переходные характеристики при скачкообразных возмущениях по расходу смеси на входе в КВО, по расходу и температуре воздуха (рис. 2—4).

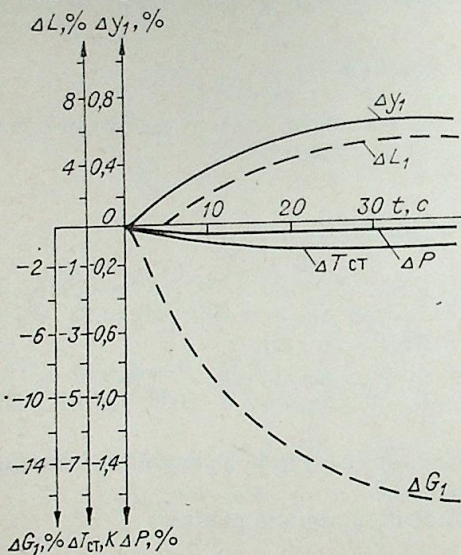


Рис. 3. Переходные процессы при возмущении по расходу воздуха (в % от начального значения, $\Delta G_0 = 10\%$ от начального значения).

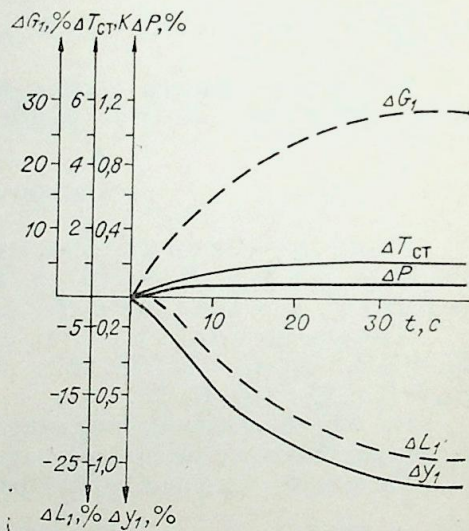


Рис. 4. Переходные процессы при возмущении по температуре воздуха (в % от начального значения, $\Delta T_{в0} = 5$ К).

Результаты исследований могут быть использованы для оценки статических и динамических характеристик на стадии проектирования конденсаторов, а также для построения качественных систем управления их работой.

Казанский химико-технологический институт
им. С. М. Кирова

Поступила в редакцию
29/VIII 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Бобе Л. С., Семихатов С. Н. Критерии подобия, описывающие процесс тепло- и массообмена при конденсации двухкомпонентной смеси паров.— Тр. НИИХиммаша, 1963, вып. 44.
2. Двойрис А. Д., Беньяминевич О. А. Исследование тепло- и массообмена при конденсации многокомпонентных углеводородных смесей.— ТОХТ, 1968, т. II, № 5.
3. Ward D. I. How to design a multiple component partial condenser.— Petrol. Chem. Engineer, 1960, October.
4. Бойко Л. Д., Кружилин Г. И. Теплопередача при конденсации пара в трубе.— Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1966, № 5.
5. Рено Н. Н. Расчет равновесия и свойств предельных углеводородов и их смесей. Деп. в ОНИИТЭХим, № 285, XII-Д80.
6. Кузнецов А. А., Кагерманов С. М., Судаков Е. И. Расчеты процессов и аппаратов нефтеперерабатывающей промышленности. Л.: Химия, 1974.
7. Двойрис А. Д., Беньяминевич О. А. Теплообмен при конденсации движущихся паров углеводородных жидкостей.— Теплоэнергетика, 1970, № 1.
8. Каневец Г. Е. Обобщенные методы расчета теплообменников и их применение для оптимизации теплообменного оборудования. Автореф. док. дис. Киев, 1974.
9. Лесохин Е. И., Аникина Н. П. Математическая модель поверхностного конденсатора как объекта регулирования с сосредоточенными параметрами.— Тр. ГИПХ. Вопросы автоматизации процессов химической технологии, вып. 59, Л.: Химия, 1968.
10. Лесохин Е. И., Аникина Н. П. Математическая модель поверхностного конденсатора как объекта регулирования с распределенными параметрами.— Там же.
11. Рашковский П. В. Исследование, расчет и оптимизация кожухотрубчатых поверхностных конденсаторов химико-технологических процессов с учетом их управляемости. Автореф. канд. дис. Л., 1979.
12. Таубман Е. И. Расчет и моделирование выпарных установок. М.: Химия, 1970.
13. Двойрис А. Д., Оболенцев Н. В., Беньяминевич О. А. Влияние скорости потока на теплоотдачу при конденсации паров пропана.— Газовая промышленность, 1968, № 6.
14. Арманд А. А. Расчет переходных процессов в теплообменниках.— В кн.: Теплообмен при высоких тепловых нагрузках и других специальных условиях. М.: Госэнергоиздат, 1959.
15. Арманд А. А., Крашеников В. В. Динамические характеристики теплообменников, работающих в околоритической области.— Теплоэнергетика, 1966, № 1.
16. Хьюитт Дж., Хол-Тейлор Н. Кольцевые двухфазные течения. М.: Энергия, 1974.

УДК 532.517 : 621.436

О. Г. КУДЕЛИН, О. Н. ЛЕБЕДЕВ, С. Н. РУДИН

АНАЛИЗ ВИХРЕВОГО ДВИЖЕНИЯ ВОЗДУШНОГО ЗАРЯДА
В ЦИЛИНДРЕ ДВС

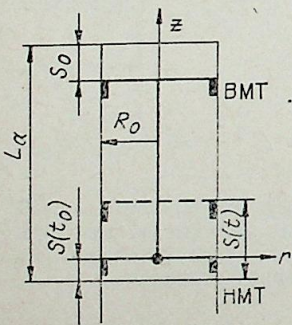
В работе [1] была сделана попытка аналитического исследования процесса вихревого движения воздушного заряда в цилиндре двигателя на такте сжатия. Недостатком этой работы является использование гипотезы квазистатичности, т. е. на определенных временных отрезках поршень считался неподвижным. Расчетный метод, основанный на данном предположении, в целом давал удовлетворительные результаты, но учесть влияние поршня на аэродинамику потока в этом случае не представлялось возможным. В данной статье, которая является логическим развитием исследования [1], предпринята попытка исключить этот недостаток.

Предположим, что рабочий объем двигателя внутреннего сгорания представляет собой цилиндр с характерными размерами R_0 , L_a (рис. 1). В процессе наполнения воздушный заряд, вследствие конструктивных особенностей впускного тракта, получит вращательное движение, закономерность которого в начальный момент периода сжатия считаем известной. В частности, здесь может быть использована зависимость, взятая из работы [2] и получившая хорошее экспериментальное подтверждение:

$$U_{\varphi 0} = C \bar{U}_p J_1(\lambda r / R_0) e^{-\lambda^2 \alpha_0^2 \theta_0 / 180}, \quad (1)$$

где α_0 , λ , C — опытные константы; \bar{U}_p — средняя скорость поршня; θ_0 — угол поворота коленчатого вала, с которого начинается исследование динамики воздушного заряда.

Далее, положим, что окружная скорость движения воздушного заряда на всей ограничивающей его поверхности падает до нуля, т. е. выполняется условие прилипания. Затем вследствие усиления действия сил вязкого



трения и турбулентного сопротивления вращения вихревого воздушного заряда затухает и происходит перестройка полей скорости движения. Требуется проследить за динамикой этих процессов.

Выберем систему координат в соответствии с рис. 1 и примем известными степень сжатия ϵ и частоту вращения коленчатого вала n . Полагая, что угловая скорость ω вращения коленчатого вала постоянна, запишем перемещение поршня в цилиндре ДВС в известной форме

$$S(t) = R_k [1 - \cos \omega t - \lambda/4 \cdot (1 - \cos 2\omega t)],$$

где $\lambda = R_k / L$ — постоянная кривошипно-шатунного механизма; R_k — радиус кривошипа; L — длина шатуна.

Для решения поставленной задачи воспользуемся полученным в [1] модельным уравнением, которое достаточно полно описывает процесс

Рис. 1. Система координат.

вихревого движения воздушного потока

$$\frac{\partial U_{\varphi}}{\partial t} = (\tilde{\epsilon}_t + \nu) \left(\frac{\partial^2 U_{\varphi}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial U_{\varphi}}{\partial r} - \frac{U_{\varphi}}{r^2} + \frac{\partial^2 U_{\varphi}}{\partial z^2} \right), \quad (2)$$

где U_{φ} — проекция вектора скорости на ось φ ; $\tilde{\epsilon}_t$ — осредненное по объему значение коэффициента вихревой вязкости; ν — кинематическая вязкость воздуха; r , z — пространственные координаты; t — время.

Сформулируем условия однозначности в поставленной задаче. В силу условия прилипания на всей поверхности внутрицилиндрического объема имеем

$$U_{\varphi}(t, r, S(t)) = 0, \quad U_{\varphi}(t, r, L_a) = 0, \quad U_{\varphi}(t, R_0, z) = 0. \quad (3)$$

Из условия симметрии движения воздушного заряда следует считать, что на оси цилиндра

$$U_{\varphi}(t, 0, z) = 0. \quad (4)$$

Начальное условие запишем в виде

$$U_{\varphi}(t_0, r, z) = \varphi(r, z), \quad (5)$$

где $\varphi(r, z)$ — в общем случае непрерывная функция.

Приведем краевую задачу (2)–(5) к безразмерному виду с помощью соотношений

$$t_1 = \frac{t}{T_0}, \quad \bar{t}_0 = \frac{t_0}{T_0}, \quad r_1 = \frac{r}{R_0}, \quad z_1 = \frac{z}{L_a - S(t_0)}, \quad (6)$$

$$P(t_1) = \frac{S(t)}{L_a}, \quad \varphi_1(r_1, z_1) = \varphi(r, z) / W_0, \quad V = \frac{U_{\varphi}}{W_0},$$

где T_0 — масштаб времени, соответствующий периоду сжатия воздушного заряда; W_0 — максимальная начальная величина закрутки.

С учетом (6) приведем уравнение (2) к виду

$$\frac{\partial V}{\partial t_1} = \alpha^2(t_1) \left(\frac{\partial^2 V}{\partial r_1^2} + \frac{1}{r_1} \cdot \frac{\partial V}{\partial r_1} - \frac{V}{r_1^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z_1^2} \cdot \beta^2 \right), \quad (7)$$

где введены соответствующие обозначения

$$\alpha^2(t_1) = \frac{(\tilde{\epsilon}_t + \nu) T_0}{R_0^2}, \quad \beta^2 = \frac{R_0^2}{[L_a - S(t_0)]^2}. \quad (8)$$

Условия однозначности (2)–(5) запишутся в форме

$$V(t_1, r_1, P(t_1)) = 0, \quad V(t_1, r_1, 1) = 0, \quad V(t_1, 1, z_1) = 0, \quad (9)$$

$$V(t_1, 0, z_1) = 0, \quad (10)$$

$$V(\bar{t}_0, r_1, z_1) = \varphi_1(r_1, z_1). \quad (11)$$

Далее, предположим, что начальная величина закрутки воздушного заряда (11) известна.

Для решения краевой задачи (7), (9)–(11) воспользуемся стандартным методом разделения переменных Фурье, в соответствии с которым имеем

$$V(t_1, r_1, z_1) = R(r_1) V(t_1, z_1). \quad (12)$$

Подставляя предполагаемую форму решения (12) в (7) и производя деление обеих частей на выражение (12), получим совокупность уравнений

$$R''(r_1) + \frac{1}{r_1} R'(r_1) + \left(\lambda^2 - \frac{1}{r_1^2} \right) R(r_1) = 0, \quad (13)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t_1} - \alpha^2(t_1) \frac{\partial^2 V}{\partial z_1^2} \beta^2 + \lambda^2 \alpha^2(t_1) V = 0, \quad (14)$$

где λ — постоянная разделения.

С учетом краевых условий (8) и (9) решение уравнения (13) примет форму

$$R_n(r_1) = C_n J_1(\lambda_n r_1), \quad (15)$$

где λ_n — n -й корень трансцендентного уравнения

$$J_1(\lambda_n) = 0.$$

Далее, легко проверить, что уравнение (14) посредством простой подстановки

$$V(t_1, z_1) = F(t_1, z_1) \exp \left\{ -\lambda_n^2 \int_{i_0}^{t_1} \alpha^2(\eta) d\eta \right\} \quad (16)$$

приводится к виду

$$\frac{\partial F}{\partial t_1} = \alpha^2(t_1) \frac{\partial^2 F}{\partial z_1^2} \beta^2. \quad (17)$$

Теперь, чтобы уравнение (17) привести к стандартному виду уравнения теплопроводности, введем дополнительный безразмерный комплекс

$$\tau_1 = \int_{i_0}^{t_1} \alpha^2(\eta) d\eta \Big/ \int_{i_0}^1 \alpha^2(\eta) d\eta. \quad (18)$$

Тогда получим

$$\frac{\partial F}{\partial \tau_1} = a^2 \frac{\partial^2 F}{\partial z_1^2}, \quad (19)$$

где

$$a^2 = \beta^2 \int_{i_0}^1 \alpha^2(\eta) d\eta.$$

В соответствии с выражениями (9), (11), (18) граничные и начальное условия для уравнения (19) запишем в форме

$$F(\tau_1, \bar{P}(\tau_1)) = 0, \quad F(\tau_1, 1) = 0, \quad (20)$$

$$F(0, z_1) = \chi(z_1), \quad (21)$$

где

$$\bar{P}(\tau_1) = P(t_1).$$

Теперь введем новую неизвестную функцию

$$F(\tau_1, z_1) = U(\tau_1, z_1) + K(\tau_1, z_1),$$

представляющую отклонение от некоторой известной функции $U(\tau_1, z_1)$. В качестве таковой функции $U(\tau_1, z_1)$ воспользуемся решением плоской задачи для случая, когда поршень неподвижен. Согласно [3], решение можно представить в виде

$$U(\tau_1, z_1) = \sum_{h=0}^{\infty} C_h \sin(k\pi z_1) \exp\{-a^2 k^2 \pi^2 \tau_1\}. \quad (22)$$

Соответственно функция $K(\tau_1, z_1)$ определится тоже как решение уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial K}{\partial \tau_1} = a^2 \frac{\partial^2 K}{\partial z_1^2} \quad (23)$$

с дополнительными условиями

$$K(\tau_1, \bar{P}(\tau_1)) = - \sum_{h=0}^{\infty} C_h \sin[k\pi \bar{P}(\tau_1)] \exp\{-a^2 k^2 \pi^2 \tau_1\},$$

$$K(\tau_1, 1) = 0, \quad (24)$$

$$K(0, z_1) = 0. \quad (25)$$

Таким образом, исходная краевая задача (17)–(21) свелась к решению уравнения теплопроводности с нулевым начальным условием. В соответствии с решением таких задач методом тепловых потенциалов [4] можем представить решение краевой задачи (23)–(25) в форме

$$K(\tau_1, z_1) = \frac{1}{2a^2} (W_1 + W_2) = \int_0^{\tau_1} \frac{\partial G(z_1, \tau_1, \bar{P}(\tau_1), \tau_2)}{\partial \xi} \bar{\mu}_1(\tau_2) d\tau_2 + \int_0^{\tau_1} \frac{\partial G(z_1, \tau_1, 1, \tau_2)}{\partial \xi} \bar{\mu}_2(\tau_2) d\tau_2, \quad (26)$$

где $G(\tau_1, z_1, \tau_2, \xi)$ — фундаментальное решение уравнения теплопроводности; W_1, W_2 — тепловые потенциалы.

Заметим, что решение (26) удовлетворяет уравнению (23) при любом выборе функций $\bar{\mu}_1, \bar{\mu}_2$. Для определения этих функций используем условия, при которых тепловые потенциалы претерпевают разрывы при переходе через границы цилиндрического объема ДВС по оси Oz . Эти условия таковы:

$$W_1|_{z_1=\bar{P}(\tau_1)+0} = W_1|_{z_1=\bar{P}(\tau_1)} + W_2|_{z_1=\bar{P}(\tau_1)} + \bar{\mu}_1(\tau_1), \quad (27)$$

$$W_2|_{z_1=1-0} = W_1|_{z_1=1} + W_2|_{z_1=1} - \bar{\mu}_2(\tau_1).$$

Теперь, воспользовавшись условиями (27), запишем значения тепловых потенциалов на границах цилиндра ДВС по оси Oz_1 и получим систему уравнений

$$\frac{\bar{\mu}_1(\tau_1)}{2a^2} + \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \int_0^{\tau_1} F_1(\tau_1, \tau_2) \bar{\mu}_1(\tau_2) d\tau_2 + \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \int_0^{\tau_1} F_2(\tau_1, \tau_2) \bar{\mu}_2(\tau_2) d\tau_2 =$$

$$= - \sum_{h=0}^{\infty} C_h \sin[k\pi \bar{P}(\tau_1)] \exp\{-a^2 k^2 \pi^2 \tau_1\}, \quad (28)$$

$$- \frac{\bar{\mu}_2(\tau_1)}{2a^2} + \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \int_0^{\tau_1} F_3(\tau_1, \tau_2) \bar{\mu}_1(\tau_2) d\tau_2 = 0,$$

где

$$F_1(\tau_1, \tau_2) = \frac{\bar{P}(\tau_1) - \bar{P}(\tau_2)}{[a^2(\tau_1 - \tau_2)]^{3/2}} \exp\left\{-\frac{[\bar{P}(\tau_1) - \bar{P}(\tau_2)]^2}{4a^2(\tau_1 - \tau_2)}\right\},$$

$$F_2(\tau_1, \tau_2) = \frac{\bar{P}(\tau_1) - 1}{[a^2(\tau_1 - \tau_2)]^{3/2}} \exp\left\{-\frac{[\bar{P}(\tau_1) - 1]^2}{4a^2(\tau_1 - \tau_2)}\right\},$$

$$F_3(\tau_1, \tau_2) = \frac{1 - \bar{P}(\tau_2)}{[a^2(\tau_1 - \tau_2)]^{3/2}} \exp\left\{-\frac{1 - \bar{P}(\tau_2)}{4a^2(\tau_1 - \tau_2)}\right\}.$$

Система уравнений (28) является системой уравнений Вольтерра второго рода. Существование решения такой системы не вызывает сомнений, так как $z_1 = \bar{P}(\tau_1)$ — непрерывная и дифференцируемая функция.

Таким образом, при отыскании значений μ_1, μ_2 с учетом выражений (15), (16), (18), (22), (23), (26) удастся получить аналитическое решение общей краевой задачи (7), (9)–(11) в квадратурах

$$V(\tau_1, r_1, z_1) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{h=0}^{\infty} C_n J_1(\lambda_n r_1) \exp\left\{-\frac{a^2}{\beta^2} \lambda_n^2 \tau_1\right\} \left\{ C_h \sin[k\pi z_1] \times \right.$$

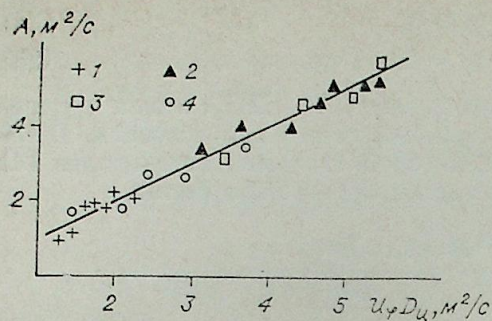


Рис. 2. Сопоставление зависимости (32) с опытными данными.

$$A = \frac{\tilde{\epsilon}_t}{2,9972\beta_*^{-0,8495/\epsilon}}; \quad 1 - \text{по данным [2]; } 2 - [3]; 3 - [5]; 4 - [6].$$

$$\begin{aligned} & \times \exp\{-a^2 K^2 \pi^2 \tau_1\} + \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \left[\int_0^{\tau_1} \frac{z_1 - \bar{P}(\tau_2)}{[a^2(\tau_1 - \tau_2)]^{3/2}} \exp\left\{-\frac{[z_1 - \bar{P}(\tau_2)]^2}{4a^2(\tau_1 - \tau_2)}\right\} \bar{\mu}_1(\tau_2) d\tau_2 + \right. \\ & \left. + \int_0^{\tau_1} \frac{z_1 - 1}{[a^2(\tau_1 - \tau_2)]^{3/2}} \exp\left\{-\frac{(z_1 - 1)^2}{4a^2(\tau_1 - \tau_2)}\right\} \bar{\mu}_2(\tau_2) d\tau_2 \right]. \quad (29) \end{aligned}$$

Используя ортогональность собственных функций $J_1(\lambda_n r_1)$ и $\sin(k\pi z_1)$, определим коэффициенты C_n и C_k в форме

$$C_n = \frac{2}{J_2^2(\lambda_n)} \int_0^1 \Psi(r_1) r_1 J_1(\lambda_n r_1) dr_1, \quad (30)$$

$$C_k = 2 \int_0^1 \chi(z_1) \sin k\pi z_1 dz_1. \quad (31)$$

Если воспользуемся зависимостью (1), то коэффициенты C_n и C_k , в общем случае определяемые из выражений (30), (31), примут довольно простые значения

$$C_n = \frac{2C\bar{U}_p}{W_0 J_2^2(\lambda_n)} \cdot \frac{\lambda_n J_1(\lambda_n) J_0(\lambda_n)}{\lambda^2 - \lambda_n^2} \exp\left\{-\lambda^2 \alpha_0^2 \frac{\theta_0}{180^\circ}\right\}, \quad C_k = \frac{2(1 - \cos k\pi)}{k\pi}.$$

Подстановка выражений (30), (31) в (29) позволяет получить окончательное аналитическое решение поставленной задачи.

В уравнении (29) остается неизвестной величина $\tilde{\epsilon}_t$, которая во многом определяет пространственно-временную структуру динамического состояния воздушного заряда. Так как в технической литературе отсутствуют надежные теоретические или экспериментальные данные по этому вопросу, очевидно, целесообразно, по аналогии с работой [1], воспользоваться полуэмпирическим методом для нахождения $\tilde{\epsilon}_t$. Обработка расчетно-опытного материала позволила получить зависимость

$$\tilde{\epsilon}_t = 2,9972 \tilde{U}_\varphi D_{ц} \beta_*^{-0,8495/\epsilon} \cdot 10^{-4} (\text{м}^2/\text{с}), \quad (32)$$

где $\beta_* = [R_0/(L_a - S(t_0))]/[R_0/(L_a - S(t))].$

Из рис. 2 следует, что зависимость (32) удовлетворительно аппроксимирует расчетно-опытный материал: среднеквадратическая ошибка составила менее 7%.

Определенный интерес представляет зависимость $\tilde{\epsilon}_t = \tilde{\epsilon}_t(\theta)$, показанная на рис. 3, из которой видно, что она имеет монотонно убывающий характер, причем по мере приближения поршня к ВМТ темп ее убывания замедляется.

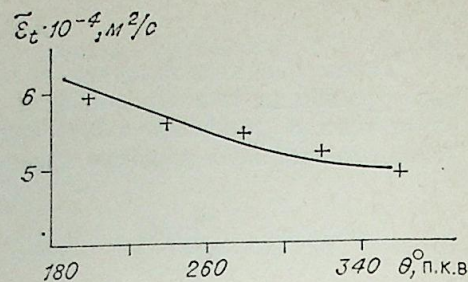


Рис. 3. Изменение коэффициента вихревой вязкости $\tilde{\epsilon}_t$ за период сжатия для двигателя Ч 7,6/8,3 при $n = 460 \text{ с}^{-1}$.

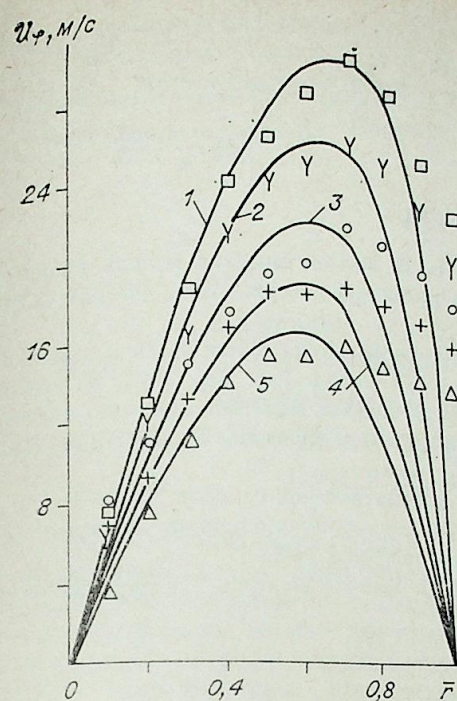


Рис. 4. Радиальное распределение окружной скорости воздушного заряда для двигателя Ч 7,6/8,3. 1 — 200° ПКВ; 2 — 240° ПКВ; 3 — 280° ПКВ; 4 — 320° ПКВ; 5 — 360° ПКВ.

На рис. 4 приведены расчетные зависимости радиального распределения окружной скорости U_φ в плоскости, соответствующей середине свободного пространства в конце периода сжатия ($S_0/2$) для двигателя Ч 7,6/8,3. Из рис. 4 следует, что в области значений $r/R_0 \leq 0,7$ имеет место удовлетворительное совпадение расчетно-опытного материала. Однако при $r/R_0 > 0,7$ сравниваемые величины существенно расходятся, что свидетельствует о том, что в общем случае для коэффициента вихревой вязкости справедлива следующая функциональная зависимость:

$$\epsilon_t = f(r, z, t).$$

На рис. 5 представлено изменение характера окружной скорости воздушного заряда по высоте внутрицилиндрового пространства. В соответствии с аналогией с квазитвердым телом в начальный момент такта сжатия принято допущение о постоянстве окружной скорости воздушного заряда по высоте цилиндра дизеля. Как следует из рис. 5, по мере приближения поршня к ВМТ происходит существенная деформация осевого распределения окружной скорости воздушного заряда. В отличие от работы [1] здесь наблюдается существенное нарушение симметрии профиля скорости движения, что вызвано учетом движения поршня.

В заключение отметим, что при постановке краевой задачи, связанной с аналитическим исследованием динамики вихревого воздушного заряда в рабочем объеме цилиндра ДВС, сделан ряд физических и математических допущений. Тем не менее, как показывает сопоставление теоретических и экспериментальных данных, наблюдается удовлетворительное качественное и количественное совпадение расчетно-опытных значений скорости воздушного заряда. Это позволяет утверждать, что использование метода малого параметра в [1] для вывода модельного уравнения (2) и принятие осредненной величины коэффициента вихревой вязкости $\tilde{\epsilon}_t$ для всего рабочего объема дизеля являются вполне приемлемыми и не приводят к грубым нарушениям физической картины

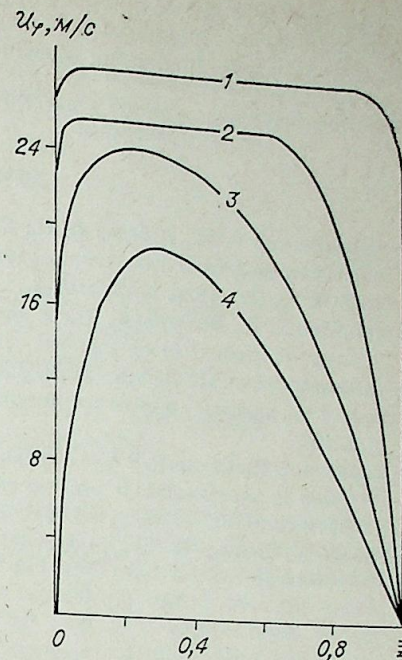


Рис. 5. Распределение окружной скорости воздушного заряда по высоте рабочего объема для двигателя Ч 7,6/8,3 при $\bar{r} = 0,5$, $n = 460 \text{ с}^{-1}$, $\bar{z} = [z - S(t)]/[L_a - S(t)]$. 1 — 200° ПКВ; 2 — 240° ПКВ; 3 — 320° ПКВ; 4 — 360° ПКВ.

исследуемого процесса. Таким образом, разработанный расчетно-аналитический метод может быть использован для всестороннего анализа процесса вихревого движения воздушного заряда в цилиндрах дизелей.

Новосибирский институт инженеров
водного транспорта

Поступила в редакцию
17/VIII 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Закржевский В. П., Лебедев О. Н., Рудин С. Н. Математическая модель процесса вихревого движения воздушного заряда в цилиндре дизеля.— Изв. СО АН СССР, 1982, № 13. Сер, техн. наук, вып. 3.
2. Johnston S. C., Robinson C. W., Rorke W. S., Smith J. R., Witze P. O. Application of laser diagnostics to an injected engine.— SAE Techn. Pap. Ser, 1979, N 790 092.
3. Закржевский В. П., Лебедев О. Н., Рудин С. Н. Оценка влияния торцевых поверхностей на динамику вихревого движения в цилиндре дизеля.— Тр. НИИВТа, 1981, вып. 158.
4. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М., 1973.
5. Вырубов Д. Н., Элькотб. О расчете скоростей движения воздушного заряда в цилиндре двигателя.— Изв. вузов. Машиностроение, 1965, № 4.
6. Tanabe S., Hamamoto Y., Ohigashi S. Swirl in four-stroke cycle engine cylinder.— Bull. Isme, 1972, 21, N 152.

УДК 669.293

В. Ф. ГОРДЕЕВ, А. В. ПУСТОГАРОВ, Я. Р. КУЧЕРОВ,
Г. М. КУДИНОВ, В. А. СУХИНИН

ДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА НА ОРИЕНТАЦИЮ СТРУКТУРЫ МЕТАЛЛОВ ПРИ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ

При наличии неоднородных напряжений, градиентов температур рекристаллизация в поликристаллических материалах протекает неоднородно, что проявляется в формировании текстур. Различные текстуры рекристаллизации можно получить при одной исходной за счет изменения условий нагрева, чистоты металла и т. д. [1]. Протекание электрического тока большой плотности оказывает воздействие на примеси (электроперенос) [2], границы зерен [3], повышение пластичности металлов [4].

В настоящей работе показано действие электрического тока на ориентацию структуры металлов при рекристаллизации. Для этого рассмотрен элементарный объем поликристаллической структуры в виде бикристалла. Кристаллы А и Б имеют одинаковые геометрические размеры, но удельное электросопротивление кристалла А в направлении тока меньше, чем кристалла Б ($\rho_A < \rho_B$) (см. рисунок). Тогда при постоянной приложенной разности потенциалов Джоулево тепловыделение в кристаллах Q обратно пропорционально их удельному электросопротивлению ($Q_A/Q_B = \rho_B/\rho_A$).

При одинаковых условиях теплоотвода на внешних поверхностях температура кристалла А будет выше кристалла Б ($T_A > T_B$). За счет контактного сопротивления на границе кристаллов, обусловленного равновесной сегрегацией примесей [5], возникает перепад ΔT . В результате появляется разница химпотенциалов «горячего» и «холодного» кристаллов

$$\Delta\mu = (\Phi_A - \Phi_B)/N = -4k\Delta T - 3k\Delta T \ln(T_A/\theta). \quad (1)$$

Здесь $\Phi(T, \rho) = -3NkT \ln \frac{T}{\theta} - NkT + \text{const}$ — термодинамический потенциал кристалла; k — постоянная Больцмана; N — число атомов в кристалле; θ — температура Дебая.

Термодинамический потенциал кристалла Б выше кристалла А, поэтому имеется термодинамический стимул «поедания» «холодного» кристалла «горячим», так как система стремится к состоянию с минимальным значением потенциала.

Выражение для скорости перемещения границы кристаллов при нормальном росте, пропорциональной разности частот переходов атомов из «холодного» кристалла в «горячий» v_+ и обратных переходах v_- , представляется в виде

$$v = d(v_+ - v_-) = vd \exp\left(-\frac{V - \Delta\mu}{kT_B}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta\mu}{kT_A}\right)\right]. \quad (2)$$

Здесь $v_+ = v \exp\left(-\frac{V - \Delta\mu}{kT_B}\right)$; $v_- = v \exp(-V/kT_A)$; v — частота Дебая; V — энергия активизации перемещения атома, равная при высоких температурах энергии активизации диффузии вакансий [6]; d — ширина

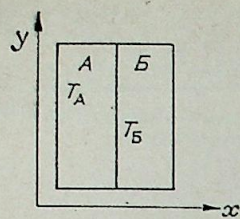


Рис. 1.

границы, принимаемая равной межплоскостному расстоянию (1).

При небольших перепадах температур ($\Delta T/T \ll 1$, $T_A \approx T_B = T$), $\Delta\mu/kT \ll 1$, выражение для скорости (2) с учетом (1) преобразуется к виду

$$v = \frac{v_0 \Delta T}{T} [4 + 3 \ln(T/\theta)] \exp(-V/kT). \quad (3)$$

Таким образом, скорость роста «горячего» кристалла определяется уровнем и перепадом температур. Численное определение v затруднено присутствием в (3) свободного параметра ΔT , экспериментальное определение которого весьма сложно.

Экспериментальная проверка предложенной модели направленной рекристаллизации проводилась на металлах с сильно выраженной анизотропией удельного электросопротивления: Sn, In, Ga. Для кристаллов Sn (тетрагональная решетка) отношение значений удельного электросопротивления составляет $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel} = 1,46$ ($\rho_{\perp} = 13,8 \cdot 10^{-6}$ Ом·см, $\rho_{\parallel} = 0,09 \cdot 10^{-6}$ Ом·см), для кристаллов Ga (ромбическая решетка) $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel} = 0,33$ [7].

Исследуемые цилиндрические образцы диаметром $1,5-2,0 \cdot 10^{-3}$ м и длиной 0,1 м, получаемые протяжкой, предварительно отжигались в печи. Образцы закреплялись в скользящих токоподводах. Измерение температуры по длине образца осуществлялось оптическими методами, исследование структуры материала — методом Лауэ на отражение.

На образцах из Sn при постоянном токе $I = 20-25$ А (плотность тока $j \sim 5 \cdot 10^2$ А/см²) температура поверхности в центральной изотермической по длине зоне ($\sim 40 \cdot 10^{-3}$ м) достигала 450—470 К (температура плавления $T_{пл} = 500$ К). Перепад температур по радиусу образца в этой зоне составлял по оценкам ~ 1 К, осевой градиент температуры в зоне контактов ~ 50 К/см.

Под действием электрического тока исходная поликристаллическая структура (средний размер зерна $\delta \approx 20$ мкм) за $\tau \sim 10$ мин преобразовалась в структуру из крупных зерен ($\delta \approx 200$ мкм), кристаллографические направления [100] которых совпадают с осью образца. Удельное электросопротивление образца в изотермической зоне при нормальной температуре снизилось при этом со значения $\rho = 13,5 \cdot 10^{-6}$ Ом·см до $\rho = 12,0 \cdot 10^{-6}$ Ом·см.

При переходе от постоянного тока к импульсно-периодическому у той же температуре образца процессы преобразования структуры протекали гораздо быстрее. Это объясняется повышением перепада температур на границе кристаллов, что приводит, согласно выражению (3), к увеличению скорости роста «горячего» кристалла. При отжиге образца в печи ($T = 450-420$ К, $\tau = 10$ мин) не наблюдалась ориентация зерен, а их размер оказался в 1,5 раза меньше, чем в случае пропускания тока. Аналогичный характер изменения структуры и удельного электросопротивления получен на образцах из поликристаллического индия.

Проведенные оценки, согласно выражению (3), показывают, что наблюдаемые в эксперименте на образцах из Sn скорости перемещения границы зерен $\sim 10^{-6}$ м/с при уровне температуры ~ 430 К соответствуют значению $\Delta T \approx 10^{-3}$ К.

В случае Ga под действием постоянного тока $I = 2$ А (температура близка к температуре плавления) за 5 мин удельное электросопротивление образца снизилось на 8—10%, наблюдалась ориентация по оси крупных зерен с кристаллографическим направлением [110].

Таким образом, под действием электрического тока происходит ориентированная рекристаллизация металлов в связи с преимущественным ростом зерен с кристаллографическим направлением, обладающим минимальным удельным электросопротивлением и совпадающим с вектором плотности тока, вследствие их более высокой температуры за счет анизотропии тепловыделения и миграционного роста.

Кроме того, и для металлов с кубическими решетками, у которых не обнаружено выраженной анизотропии удельного электросопротивления, отмечена направленная рекристаллизация под действием тока. Экспериментально показано, что у металлов с ОЦК-решеткой (вольфрам, молибден, тантал, ниобий) по вектору плотности тока ориентируется кристаллографическое направление (100), с ГЦК-решеткой (медь, никель, алюминий) — направление (110) [8]. Это, по-видимому, косвенно указывает на наличие при высоких температурах анизотропии удельного электросопротивления и у металлов с кубическими решетками.

Поступила в редакцию
28/VIII 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Горелик С. С. Рекристаллизация металлов и сплавов. М.: Металлургия, 1978.
2. Фике В. Б. Ионная проводимость в металлах и полупроводниках. М.: Наука, 1969.
3. Иоков А. М., Конецкий Ч. В., Фионова Л. К. Электромиграция границ зерен в чистом ниобии. — Физика металлов и металловедение, 1976, т. 42, № 4.
4. Климов К. М., Шнырев Г. Д., Новиков И. И. Изменение пластичности вольфрама металлов, 1977, № 1.
5. Глейтер Г., Чалмерс Б. Большеугловые границы зерен. М.: Мир, 1975.
6. Gleiter H. Vacancy drag — the generation of Vacancies by interface migration. — Acta Metallurgica, 1979, v. 27, N 11.
7. Таблицы физических величин/Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
8. Гордеев В. Ф., Пустогаров А. В., Кучеров Я. Р., Халбошин А. П. Ориентированная рекристаллизация металлов при протекании электрического тока. — Письма в ЖТФ, 1980, т. 6, № 23.

СПИСОК СТАТЕЙ, ОПУБЛИКОВАННЫХ
В СЕРИИ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК В 1984 г.

Газоразрядная плазма

- Александров А. Ф., Тимофеев И. Б. Плазмодинамические методы формирования мощных световых импульсов.— № 16, вып. 3.
- Близнюк В. А., Григорьев А. Н., Калачев В. Б., Лыткин А. Я., Осинцев В. Г., Таборко П. А. Исследование термодинамических катодов с активной вставкой из цирконий-гафниевых сплавов.— № 16, вып. 3.
- Дараган В. Д., Котов А. Ю., Кривко-Красько С. В., Пустогаров А. В. Исследование нестационарных температурных полей при пористом охлаждении.— № 16, вып. 3.
- Жайнаков А., Энгельшт В. С. Теоретические исследования электрической дуги.— № 10, вып. 2.
- Жеенбаев Ж. Ж. Исследование и применение одноканального и двухструйного плазмотронов.— № 16, вып. 3.
- Жуков М. Ф., Дандарон Г.-Н. Б., Замбалаев Ж. Ж., Федотов В. А. Исследование поверхностных разрядов в электролите.— № 4, вып. 1.
- Жуков М. Ф., Мельникова Т. С., Пикалов В. В., Преображенский Н. Г. Томография низкотемпературной плазмы.— № 10, вып. 2.
- Заруди М. Е. Расчет характеристик силовых импульсных дуг, возбуждаемых в разрядном контуре.— № 10, вып. 2.
- Коротеев А. С., Шнишканов И. И. Экспериментальное исследование генератора плазмы на основе использования пучка электронов.— № 4, вып. 1.
- Лакомский В. И., Таран А. Я., Замковой С. И. Эрозия графитовых катодов электрической дуги в азотно-кислородной газовой смеси, № 4, вып. 1.
- Лысов Г. В. Сверхвысокочастотные плазмтроны, основные достижения. Обзор.— № 16, вып. 3.
- Новиков О. Я. Интегральный метод анализа электродуговой плазмы.— № 10, вып. 2.
- Оторбаев Д. К., Очкин В. Н., Савинов С. Ю., Соболев Н. Н. Измерение температуры газа в неравновесной плазме по контурам спектральных линий.— № 16, вып. 3.
- Пашацкий Н. В., Гончаров А. Н. Исследование вольт-амперной характеристики плазмотрона переменного тока с графитовыми электродами.— № 16, вып. 3.
- Столяров Ю. В., Щербаков Г. И. Особенности формирования разряда между коаксиальными электродами в поперечном магнитном поле.— № 4, вып. 1.
- Туманов Ю. Н. Плазмохимические процессы и реакторы. Обзор.— № 16, вып. 3.
- Хвезюк В. И. Взаимодействие низкотемпературной плазмы с твердым телом.— № 10, вып. 2.
- Янковский А. И. Расчет радиуса ядра закрученного течения и падения крутки по длине канала.— № 16, вып. 3.

Прикладная газо- и реодинамика

- Басев В. К., Шумский В. В., Ярославцев М. И. Методические вопросы испытания аэродинамических моделей с горением в высокоэнтальпийных установках кратковременного режима.— № 4, вып. 1.
- Гаряев А. Б., Краузе Х., Мотулевич В. П., Сергиевский Э. Д., Ханел Б. Расчет трехмерного поля скоростей ламинарной свободной струи, вытекающей из прямоугольного сопла.— № 16, вып. 3.
- Довгаль А. В., Козлов В. В. Устойчивость отрывного течения в двугранном угле.— № 4, вып. 1.
- Дулов В. Г., Резников М. С., Рудаков А. И. Интегральный подход к определению асимптотики сверхзвукового обтекания.— № 16, вып. 3.
- Коваленко В. М., Бычков Н. М., Кисель Г. А., Диковская Н. Д. Обтекание вращающегося и неподвижного кругового цилиндра вблизи плоского экрана. Сообщение 2. Характеристики обтекания неподвижного цилиндра.— № 4, вып. 1.
- Коваленко В. М., Бычков Н. М., Кисель Г. А., Диковская Н. Д. Обтекание вращающегося и неподвижного кругового цилиндра вблизи плоского экрана. Сообщение 3.— № 16, вып. 3.
- Козлов В. В., Рамазанов М. П. Возникновение и развитие возмущений в оторвавшемся течении Пуазейля за уступом.— № 16, вып. 3.
- Коротеев А. С., Рейн И. Н. Неустойчивость Релея — Тейлора в тонких жидкометаллических пленках при наличии магнитного поля.— № 10, вып. 2.
- Кутепов А. М., Соколов Н. В. Влияние дробления капель в потоках на сепарацию эмульсий.— № 10, вып. 2.
- Куд С. М., Черепанов В. А., Фролов А. Д. Стенд для изучения термогидродинамики транспорта сжиженного природного газа.— № 4, вып. 1.

- Левитан Ю. С. Расчетно-теоретическое исследование электрической дуги постоянного тока в турбулентном потоке. Обзор.— № 10, вып. 2.
- Накоряков В. Е., Кашицкий О. Н., Козыченко Б. К. Электрохимический метод исследования турбулентных характеристик двухфазных потоков.— № 10, вып. 2.
- Семенов Б. Н., Кулик В. М., Лопырев В. А., Миронов Б. П., Погуда И. С., Юшмадатовности поверхности на турбулентное трение, № 4, вып. 1.
- Смирнов Е. М., Юркин С. В. К расчету внутренних течений вращающейся жидкости с искривленными линиями тока относительного движения.— № 4, вып. 1.
- Стуров Г. Е. О влиянии закрутки потока на процессы турбулентного переноса.— № 16, вып. 3.
- Чиркашенко В. Ф., Юдинцев Ю. П. Параметры ударных волн от тел вращения в однородной атмосфере.— № 16, вып. 3.

Термодинамика и теплообмен

- Адрианов В. Н. К анализу нестационарных электрофизических процессов в веществе.— № 4, вып. 1.
- Аксенов Б. Г., Даниэля Ю. С., Рубцов Н. А. Приближенное решение задачи радиационно-кондуктивного теплообмена.— № 4, вып. 1.
- Белоглазов В. П., Мотулевич В. П., Сергиевский Э. Д. Течение в канале с пронцаемыми движущимися стенками.— № 10, вып. 2.
- Волчков Э. П., Кардаш А. П., Терехов В. И. Гидродинамика вихревой гиперболической камеры при наличии твердой фазы.— № 10, вып. 2.
- Геллер В. М., Гаревский В. Н., Миняйло А. П., Панджакидзе Д. А., Трайнин Л. Я. Оптимизация нагрева неорганических диэлектриков в электромагнитных СВЧ-полях.— № 4, вып. 1.
- Гройсман А. Г., Никитина Л. М. Теплофизические свойства гидратов природного газа и насыщенного ими кварцевого песка.— № 4, вып. 1.
- Даниэля Ю. С., Аксенов Б. Г. Приближенное решение нелинейных задач диффузии с немонотонными коэффициентами.— № 4, вып. 1.
- Леонтьев А. И. Распространение предельных законов трения и теплообмена на турбулентные течения газожидкостных потоков.— № 10, вып. 2.
- Павлюченко А. М. Теплообмен на головных частях осесимметричных объектов при безотрывном обтекании и в условиях отрыва потока.— № 10, вып. 2.
- Павлюченко А. М., Тютин А. А., Кораблев А. В. Теплообмен на метеорокете типа «Облако» при наличии отрыва пограничного слоя.— № 4, вып. 1.
- Рубцов Н. А., Масыгин В. Б., Шалай В. В., Шепелев Н. В., Емельянов А. А. О влиянии излучательных свойств металлических поверхностей, образующих малые зоны, на теплообмен излучением.— № 4, вып. 1.
- Рубцов Н. А., Пономарев Н. Н. Теплообмен в ламинарном пограничном слое поглощающей, излучающей и рассеивающей среды на пронцаемой пластине.— № 10, вып. 2.
- Рыжкова Т. П., Рыжков Л. Н. Математические аспекты теории дифракции в приложении к переносу теплового излучения.— № 16, вып. 3.
- Синярев Г. Б., Петрикевич Б. Б. Развитие и приложение интегрального метода расчета пограничного слоя Кутателадзе — Леонтьева к решению сопряженных задач конвективно-кондуктивного теплообмена.— № 10, вып. 2.

Модели тепло- и массообменных процессов
и вопросы управления

- Гордеев В. Ф., Пустогаров А. В., Кучеров Я. Р., Кудинов Г. М., Сухинин В. А. Действие электрического тока на ориентацию структуры металлов при рекристаллизации.— № 16, вып. 3.
- Куделин О. Г., Лебедев О. Н., Рудин С. Н. Анализ вихревого движения воздушного заряда в цилиндре ДВС.— № 16, вып. 3.
- Рено Н. Н., Покровский В. Б., Терюшков И. Н., Куликов Ю. А. Математическое моделирование процесса конденсации смесей углеводородов как объекта автоматического управления.— № 16, вып. 3.
- Федоров В. К. Функциональная устойчивость и чувствительность электроэнергетических систем.— № 4, вып. 1.

Физические проблемы нанесения покрытий на поверхности
и новые методы обработки порошковых материалов

- Пузряков А. Ф., Левитин С. А., Лазаренко Г. А., Косолапов А. Н. Механизация процесса плазменного напыления с помощью манипуляторов.— № 16, вып. 3.
- Трусов Б. Г., Синярев Г. Б. Равновесная термодинамика многокомпонентной плазмы.— № 10, вып. 2.

Хроника

- Жуков Ф. М. IX Всесоюзная конференция по генераторам низкотемпературной плазмы.— № 4, вып. 1.
- Самсон Семенович Кутателадзе.— № 10, вып. 2.

Рыжкова Т. П., Рыжков Л. П. Математические аспекты теории дифракции в приложении к переносу теплового излучения.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 16. Сер. техн. наук, вып. 3.

Статья кратко излагает содержание доклада на V Всесоюзной конференции по радиационному теплообмену. Рассмотрено рассеяние теплового излучения сферическими частицами при излучении одной частицы на другую. Получено строгое решение задачи дифракции для сферической волны. Решение имеет четыре формы, переходящие одна в другую по мере приближения частиц.

Проведены расчеты на ЭВМ и показано, что в узком диапазоне концентраций, названном «зоной близости», наблюдается ранее не отмечавшаяся зависимость радиационных характеристик дисперсных частиц от расстояния между частицами.

Для больших расстояний между частицами коэффициенты стремятся к предельным значениям, даваемым теорией Ми. Сделана попытка учесть дискретность излучения. Показано, что импульсный характер излучения приводит к дополнительным составляющим коэффициентов поглощения и рассеяния. Рис. 2, библиогр. 13.

Дулов В. Г., Резников М. С., Рудаков А. И. Интегральный подход к определению асимптотики сверхзвукового обтекания.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 16. Сер. техн. наук, вып. 3.

Анализируется асимптотика течения вдали от тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком газа в специальных интегральных переменных. Вычисляются константы асимптотического решения путем интегрирования по области, включающей обтекаемое тело, головную ударную волну и линию тока вдали от тела и использования численного решения в ближней области. Численный алгоритм основан на схеме первого порядка М. Я. Иванова, А. И. Крайко. Проведено сравнение с результатами, полученными с использованием квазилинейной теории Уизема и результатами прямого численного решения задачи. Рис. 3, библиогр. 7.

Чиркашенко В. Ф., Юдинцев Ю. Н. Параметры ударных волн от тел вращения в однородной атмосфере.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 16. Сер. техн. наук, вып. 3.

Исследуется влияние формы тела вращения на параметры создаваемых им ударных волн в сверхзвуковом потоке. Метод исследования основан на измерении профилей избыточных статических давлений в ближней зоне с последующим пересчетом на большие расстояния по квазилинейной теории. Рассмотрены параметры ударных волн от тел вращения разного сопротивления, степенной формы и модифицированных степенных тел. Показано, что в классе степенных тел вращения малого удлинения тела минимального волнового сопротивления создают в дальней зоне максимальные интенсивности головной ударной волны, модификация формы носовой части степенного тела приводит к существенному уменьшению интенсивности головной скачка в средней зоне. Рис. 5, библиогр. 10.

Коваленко В. М., Бычков Н. М., Кисель Г. А., Диковская Н. Д. Обтекание вращающегося и неподвижного кругового цилиндра вблизи плоского экрана. Сообщение 3. Давление на плоском экране в присутствии вращающегося цилиндра.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 16. Сер. техн. наук, вып. 3.

В третьем, заключительном сообщении приводятся данные по распределению давлений и коэффициенту подъемной силы на плоском экране в присутствии цилиндра, вращающегося и невращающегося. Варьируются расстояние до цилиндра, скорость набегающего потока и скорость вращения цилиндра. Обнаружена и объяснена сложная картина сил, действующих на экран, характер взаимодействия цилиндра с экраном.

В «Заключении» представлены в обобщенном виде основные физические результаты по всем трем сообщениям, указаны направления дальнейших исследований. Рис. 8, табл. 1, библиогр. 6.

Стуров Г. Е. О влиянии закрутки потока на процессы турбулентного переноса.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 16. Сер. техн. наук, вып. 3.

Предлагается простой критерий для определения областей стабилизирующего и дестабилизирующего воздействия центробежных сил на процессы турбулентного переноса. Библиогр. 7.

Козлов В. В., Рамазанов М. П. Возникновение и развитие возмущений в оторвавшемся течении Пуазейля за уступом.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 16. Сер. техн. наук, вып. 3.

В работе описана установка, в которой реализовывался отрыв течения Пуазейля за уступом. С помощью термоанемометрической аппаратуры исследовано развитие возмущений в области отрыва. В течение введены акустические синусоидальные возмущения заданной частоты, изучено их преобразование в гидродинамические волны, а также исследовано влияние последних на структуру течения в области отрыва. Рис. 6, библиогр. 7.

Гаряев А. Б., Краузе Х., Мотулевич В. П., Сергиевский Э. Д., Ханел Б. Расчет трехмерного поля скоростей ламинарной свободной струи, вытекающей из прямоугольного сопла.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 16. Сер. техн. наук, вып. 3.

Приводятся результаты расчетного исследования трехмерной ламинарной струи несжимаемой жидкости, вытекающей из прямоугольного сопла в спутный поток жидкости с такими же физическими свойствами. Расчет производится на основе решения уравнений Навье-Стокса в приближении пространственного трехмерного пограничного слоя. Рис. 5, библиогр. 5.

Туманов Ю. Н. Плазмохимические процессы и реакторы.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 16. Сер. техн. наук, вып. 3.

Плазмохимическая технология получения и обработки неорганических материалов рассматривается как одно из направлений электротехнологии. Проанализированы способы использования электроэнергии в химико-технологических процессах, перечислены преимущества плазменной технологии и проблемы, возникающие при ее освоении в промышленности.

Показаны наиболее оригинальные и удачные направления использования низкотемпературной плазмы в технологии: процессы получения оксидных и карбидных материалов их растворов, извлечение ценных компонентов при плазменной обработке рудных минералов и концентратов, газофазные плазмохимические процессы обработки тонкодисперсных порошков оксидов, карбидов и пр., плазменные процессы получения защитных покрытий, получение и обработка изделий для микроэлектроники в неравновесной низкотемпературной плазме, выделение водорода из воды.

Рассмотрены технические возможности электродуговых, высокочастотных и сверхвысокочастотных плазмотронов, источников электропитания, показаны перспективы плазмохимических процессов в различных областях технологии. Табл. 3, рис. 12, библиогр. 37.

Лысов Г. В. СВЧ плазмотроны. Основные достижения.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 16. Сер. техн. наук, вып. 3.

Приведены основные достижения в разработке и использовании СВЧ плазмотронов, работающих в диапазоне давлений 10⁻⁴—1000 тор, характеризующихся широким диапазоном вкладываемой удельной мощности 1—10000 Вт/см³, высокими значениями напряженностей электрического поля в разряде (до 10 кВ/см) при температуре тяжелых частиц 500—6000 К и электронной температуре до 15 000 К. Рис. 2, библиогр. 14.

Александров А. Ф., Тимофеев П. Б. Плазмодинамические методы формирования мощных световых импульсов.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 16. Сер. техн. наук, вып. 3.

Дается краткий обзор различных плазмодинамических методов генерации мощных световых импульсов. Рассматривается формирование микросекундных импульсов излучения с помощью динамических линчей и магнитоплазменных компрессоров, а также использование процесса истечения плотной плазменной струи в газ для создания источника света открытого типа миллисекундной длительности. Обсуждаются как осциллирующие явления, так и основные параметры возникающего при этом излучения. Рис. 13, библиогр. 45.

Жеенбаев Ж. Ж. Исследование и применение одноканального и двухструйного плазмотронов.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 16. Сер. техн. наук, вып. 3.

Изложены основные результаты исследований Института физики и математики АН Киргизской ССР в области физики низкотемпературной плазмы и атомной спектроскопии. Основное внимание уделено изучению физических и физико-химических процессов в низкотемпературной плазме, разработке и внедрению эффективных физических методов спектрального анализа, развитию теории дугового разряда, созданию новых типов электродуговых плазмотронов малой и средней мощности и методов ее диагностики. Рис. 3, библиогр. 8.

Панацкий Н. В., Гончаров А. Н. Исследование вольт-амперной характеристики плазмотрона переменного тока с графитовыми электродами.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 16. Сер. техн. наук, вып. 3.

Экспериментально исследованы вольт-амперные характеристики дуги переменного тока в плазмотроне с графитовыми электродами. Опыты проведены при расположении торцов электродов в одной плоскости и малом расходе плазмообразующего газа-воздуха.

Установлено, что при этих условиях сила тока в дуге зависит от расстояния между торцами электродов и поверхностью нагреваемого изделия. Поэтому, в отличие от обобщенных ВАХ дуг с самоустанавливающейся длиной, для данного плазмотрона в формулу ВАХ введен критерий, учитывающий расстояние между плазмотроном и преградой. Рис. 4, библиогр. 8.

Дараган В. Д., Котов А. Ю., Кривко-Красько С. В., Пустогаров А. В. Исследование нестационарных температурных полей при пористом охлаждении.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 10. Сер. техн. наук, вып. 2.

Приведены результаты численного исследования пористого охлаждения на нестационарных режимах, стабилизирующих дугу межэлектродных вставок из пенекордита (П-0,81), стали (П-0,42) и вольфрама (П-0,2) при продувках азотом и водородом и различных тепловых нагрузках. Показано существенное влияние теплофизических свойств материала и охлаждающей среды на температуру и расход охлаждающего материала и охлаждающей среды, а также уровня теплового потока и расхода охлаждающей среды на распределение температур по вставке. Табл. 2, рис. 4, библиогр. 10.

Близинок В. А., Григорьев А. Н., Калачев В. Б., Лыткин А. Я., Осипцев В. Г., Таборко И. А. Исследование термохимических катодов с активной вставкой из цирконий-гафниевых сплавов.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 16. Сер. техн. наук, вып. 3.

Проведены исследования удельной эрозии катодов с активной вставкой из сплавов с различным содержанием цирконий-гафния в обложке из меди и циркониевой бронзы. Установлены зависимости удельной эрозии материала вставки и обложки от времени горения дуги при токах 100—130 А. Лучшие эрозионные характеристики получены при испытаниях катодов с активной вставкой с содержанием гафния 87%. Исследован фазовый состав и структура материала в зоне эрозионного кратера после испытаний. Установлено положительное влияние на эрозионную стойкость катодов легирования медной обложки цирконием. Табл. 1, рис. 4, библиогр. 10.

Оторбасев Д. К., Очкин В. П., Савилов С. Ю., Соболев Н. Н. Измерение температуры газа в неравновесной плазме по контурам спектральных линий.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 16. Сер. техн. наук, вып. 3.

Проводятся результаты экспериментального и теоретического исследований распределений возбужденных атомов и молекул по скоростям в условиях неравновесной низкотемпературной плазмы пониженного давления для наиболее часто встречающихся случаев возбуждения частиц в плазме — прямого электронного удара и при столкновениях тяжелых частиц. Экспериментально показано, что для обоих рассмотренных случаев имеются очевидные несоответствия распределений частиц по скоростям в основном и возбужденных состояниях. Дается теоретическое объяснение обнаруженным эффектам. Нарушение правил копирования поступательных распределений частиц в основном и возбужденных состояниях необходимо учитывать при диагностике плазмы по контурам спектральных линий. Табл. 1, рис. 5, библиогр. 20.

Ликовский А. П. Расчет радиуса ядра закрученного течения и падения крутки по длине канала.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 16. Сер. техн. наук, вып. 3.

Рассматривается задача определения затухания крутки по длине канала и нахождения зависимости радиуса ядра течения от локальной степени закрутки потока. Система уравнений Навье — Стокса и неразрывности, описывающих закрученное течение в канале, путем упрощающих предположений и ряда преобразований сводится к двум простым уравнениям легко разрешимым численными методами. Имеет место хорошее соответствие между полученным решением и известными экспериментальными данными. Рис. 3, библиогр. 10.

Пузряков А. Ф., Левитин С. А., Лазаренко Г. А., Косолапов А. И. Механизация и автоматизация процесса плазменного напыления с помощью манипуляторов.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 16. Сер. техн. наук, вып. 3.

В статье произведен анализ процесса плазменного напыления и рассмотрены вопросы автоматизации данного процесса. Показаны возможности автоматизации и механизации процесса с помощью манипуляторов, приведен пример участка плазменного напыления с применением автоматического манипулятора.

В работе указаны направления исследований для применения комплексной автоматизации в процессе плазменного напыления. Табл. 3, рис. 1, сх. 4, библиогр. 6.

Рено Н. Н., Покровский В. Б., Терюшов П. Н., Куликов Ю. Я. Математическое моделирование процесса конденсации смесей углеводородов как объекта автоматического управления.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 16. Сер. техн. наук, вып. 3.

Проведено расчетное исследование статических режимов конденсации углеводородных смесей. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Построена линеаризованная модель динамических режимов процесса конденсации как объекта с сосредоточенными параметрами. Получены переходные процессы в конденсаторах воздушного охлаждения при возмущениях по расходу смеси на входе, по температуре и расходу воздуха. Рис. 4, табл. 1, библиогр. 16.

Куделин О. Г., Лебедев О. П., Рудин С. П. Анализ вихревого движения воздушного заряда в цилиндре ДВС.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 16. Сер. техн. наук, вып. 3.

С помощью метода тепловых потенциалов решена задача, описывающая поведение скорости вращения воздушного заряда в рабочем объеме цилиндра дизеля. При помощи обработки расчетно-опытного материала обобщена и построена зависимость для оценки коэффициента вихревой вязкости для рабочего тела в дизелях. Рис. 5, библиогр. 6.

Гордеев В. Ф., Пустогаров А. В., Кучеров Я. Р., Кудин Г. М., Сухинин В. А. Действие электрического тока на ориентацию структуры металлов при рекристаллизации.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 16. Сер. техн. наук, вып. 3.

Показано, что под действием электрического тока наблюдается направленная рекристаллизация металлов, когда с вектором плотности тела совпадает кристаллографическое направление с минимальным удельным электросопротивлением. Исследования выполнены на олове, индии и галлии. Рис. 1, библиогр. 8.