ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

Том 15 1977 № 1

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, ДЕПОНИРОВАННЫХ В ВИНИТИ

УДК 53.087.92–98.001.5–546,311 № 3964–76 Деп. от 16 XI 1976

ИССЛЕДОВАНИЕ ДАТЧИКА ДАВЛЕНИЯ ЖИДКОГО ЩЕЛОЧНОГО МЕТАЛЛА

В. И. Кузнецов, А. А. Левин

Приводятся результаты экспериментального исследования пневматического датчика давления компенсационного типа для щелочного металла и других агрессивных сред, в котором применяется разделительный элемент повышенной жесткости и прочности – многослойный сильфон. Дается описание установки для испытания датчиков в диапазоне избыточного давления от –1 до 100 *бар*. Получены градуировочные характеристики. Определена основная погрешность системы датчик – вторичный прибор. В манометрической области она не превышает 1% от верхнего предела измерения, а в области разрежения – ±0,02 *бар*. Рассмотрено влияние температуры корпуса датчика на градуировочную характеристику и получено аналитическое выражение для оценки этого влияния. Исследовано воздействие неуравновешенного давления со стороны рабочей полости сильфона на характеристики датчика и даются рекомендации по устранению нежелательных последствий. Установлены характеристики потребления датчиком управляющего газа. На основании данных для ряда датчиков получена обобщенная характеристика в безразмерном виде. Сделано заключение, что с целью повышения надежности датчика и уменьшения эксплуатационных затрат возможно без ущерба для качества его работы существенно повысить прочность разделительного элемента, использовав вместо мембраны, например, многослойный сильфон.

Московский авиационный институт им. С. Орджоникидзе

Поступила в редакцию 18 XII 1975

УДК 536.24 № 3966–76 Деп. от 16 XI 1976

РЕШЕНИЕ ОДНОГО КЛАССА ЗАДАЧ СТАЦИОНАРНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ДЛЯ СОСТАВНОГО БЕСКОНЕЧНОГО ЦИЛИНДРА

А. М. Макаров, В. Р. Романовский

Методом конечного интегрального преобразования построено решение задачи об определении поля температур в кусочноортотропном цилиндре при наличии на поверхностях раздела неоднородного неидеального теплового контакта и переменных краевых условий:

$$\lambda_\rho^{(i)}\left(\frac{\partial^2 u^{(i)}}{\partial\rho^2}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial u^{(i)}}{\partial\rho}\right)+\frac{\lambda_\varphi^{(i)}}{\rho^2}\frac{\partial^2 u^{(i)}}{\partial\varphi^2}=-P^{(i)}(\rho,\varphi)$$

$$\varphi\in(0,2\pi);\quad \rho\in(\rho_{i-1},\rho_i);\quad i=\overline{1,N};\ (\rho_0=0)$$

$$n_1(\varphi)\,u^{(N)}+n_2(\varphi)\left.\frac{\partial u^{(N)}}{\partial\rho}\right|_{\rho=\rho_N}=f(\varphi)$$

$$\lim_{\rho\to\rho_0}|u^{(1)}(\rho,\varphi)|<M$$

$$\begin{cases} u^{(i+1)} - u^{(i)} = \lambda_\rho^{(i)} R_c^{(i)} \dfrac{\partial u^{(i)}}{\partial \rho} + \Psi^{(i)}(\varphi), & \rho = \rho_i \\ \lambda_\rho^{(i+1)} \dfrac{\partial u^{(i+1)}}{\partial \rho} - \lambda_\rho^{(i)} \dfrac{\partial u^{(i)}}{\partial \rho} = X^{(i)}(\varphi), & \rho = \rho_i, \end{cases}$$

где $\lambda_\rho^{(i)}$, $\lambda_\varphi^{(i)}$, $p^{(i)}$ – коэффициенты теплопроводности и интенсивность тепловыделения в l-том цилиндре, n_q, f, $\Psi^{(i)}$, $X^{(i)}$ $(q=1, 2)$ — заданные кусочно-гладкие функции, $R_c^{(i)}$ — контактное сопротивление i-того слоя.

Задача сведена к бесконечной системе линейных алгебраических уравнений, для которой показана редукция к конечной системе.

НПО «Криогенмаш»

Поступила в редакцию
28 IV 1976

УДК 533.7.533.92.533.932 № 3965–76 Деп. от 16 XI 1976

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В СЛАБО ИОНИЗОВАННОЙ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ПЛАЗМЕ В ПЕРЕМЕННОМ ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В. А. Жаров

Кинетическое уравнение для функции распределения электронов по скорости в слабо ионизованной молекулярной плазме под действием внешнего переменного электрического поля с учетом процессов неупругих столкновений проанализировано с точки зрения метода многих масштабов при $\Delta w \lesssim E_i$, $T_m \lesssim E_i$, где Δw, T_m, E_i – соответственно средняя энергия, набираемая электроном на свободном пробеге во внешнем поле, температура газа, энергия ионизации молекулы. Рассмотрен ряд случаев, для которых параметры, определяющие функцию распределения, сводятся к степеням отношения массы электрона к массе молекулы. При этом автоматически определяется набор элементарных процессов, характеризуемых по энергии порога, и часть столкновительных интегралов представляется в дифференциальном виде. В тех случаях, когда можно отделить изотропную часть функции распределения, для нее выводится уравнение, по форме не отличающееся от уравнения, получаемого методом разложения по сферическим гармоникам. Отмечены случаи неопределенности в выборе малого параметра, обусловленной, по-видимому, отсутствием анализа кинетики межмолекулярных столкновений.

ЦАГИ
им. Н. Е. Жуковского

Поступила в редакцию
22 VI 1976

УДК 536.3 № 3968–76 Деп. от 16 XI 1976

РЕЗУЛЬТИРУЮЩЕЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ ЦИЛИНДРИЧЕСКО-КОНИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ НЕИЗОТЕРМИЧНОСТИ

С. П. Русин

С помощью интегральных уравнений в пределах применимости закона Стефана – Больцмана анализируются тепловые потери из полости. Угловые коэффициенты: $d\varphi(\xi, \eta)$ – элементарный конический пояс – элементарный цилиндрический пояс и $d\varphi(\xi, F_ц)$ – элементарный конический пояс – круг – могут быть использованы при расчете теплообмена излучением соответствующих геометрических систем

$$d\varphi(\xi, \eta) = \begin{cases} \text{если } \xi = 0, \text{ то } 2d\eta \sin\theta(\eta + \xi_L)/((\eta + \xi_L^2) + 1)^2; \\ \text{если } \xi > 0, \text{ то } d\eta \cos\theta/(2\xi \operatorname{tg}\theta)(1 - (a(\eta, \xi) z(\eta, \xi) - \end{cases}$$

$$- 4h(\eta, \xi)(a(\eta, \xi)\xi \operatorname{tg}^2\theta - 2b(\eta, \xi)\xi^2 \operatorname{tg}^2\theta))/Z^{1/2}(\eta, \xi));$$

$$h(\eta, \xi) = \eta + \xi_L - \xi; \; a(\eta, \xi) = h^2(\eta, \xi) + \xi^2 \operatorname{tg}^2\theta + 1;$$

$$b(\eta, \xi) = \xi \operatorname{tg}^2\theta - h(\eta, \xi); \; Z(\eta, \xi) = a^2(\eta, \xi) - 4\xi^2 \operatorname{tg}^2\theta;$$

$$d\varphi(\xi, F_ц) = \begin{cases} \text{если } \xi = 0 \text{ и } \theta \leqslant \pi/2, \text{ то } \sin\theta/((\eta + \xi_L)^2 + 1); \\ \text{если } \xi > 0, \text{ то } \cos\theta/(2\xi \operatorname{tg}\theta)(\xi \operatorname{tg}^2\theta - h(\eta, \xi) - (a(\eta, \xi) \times \end{cases}$$

$$\times b(\eta, \xi) - 2\xi \operatorname{tg}^2\theta)/Z^{1/2}(\eta, \xi)).$$