Составляется полная система гидродинамических уравнений четырехкомпонентной газовой смеси. Диффузионные потоки определяются на основе соотношений Стефана — Максвелла из кинетической теории газов. Учитывается зависимость теплофизических свойств и коэффициентов переноса от состава и температуры с использованием потенциала Леннарда — Джонса.

Граничные условия соответствуют диффузионному режиму реагирования и позволяют описывать получение соединений металла с углеродом произвольного состава. Система уравнений и граничные условия записывались в конечно-разностном виде и решались численно на ЭВМ М-222. Из проведенных расчетов видно, что критерии Nu и Sh для различных компонентов заметно различаются между собой ($Sh_1/Sh_2 \approx 2$), поэтому часто используемая аналогия Чилтерна-Колбурна [1] в действительности не имеет места в подобных условиях.

Скорость осаждения слабо зависит от температуры в соответствии с принятым диффузионным режимом реагирования. В то же время существенна ее зависимость от диаметра стержня и состава исходной газовой смеси, варьируя который можно получить покрытие нужного состава.

Проведенное сопоставление показало вполне удовлетворительное согласие результатов с опытными данными [3].

(**№ 746/7612**. Статья поступила в Редакцию 25/X 1973 г., аннотация — 20/III 1974. Полный текст 0,5 а. л., 8 рис., 9 библиографических ссылок.)

А

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Пауэлл К., Оксли Дж., Блочер Дж.** Осаждение из газовой фазы. М., Атомиздат, 1970.
2. **Андриевский Р. А. и др.** «Докл. АН СССР», 1972, т. 206, № 4, с. 896.
3. **Функе В. Ф. и др.** «Порошковая металлургия», 1969, № 12, с. 39.

Приближенное определение температур и напряжений в твэлах при нелинейной теплопроводности

ПОСТОЛЬНИК Ю. С., БУРЦЕВ А. И.

УДК 536.2:539.377

Наличие внутренних тепловыделений и интенсивный поверхностный теплоотвод создают настолько большие температурные перепады по сечению твэлов, что при тепловых расчетах требуется учет зависимости теплофизических характеристик от температуры. Для материалов твэлов (керамические композиции карбидов урана и тория, двуокись урана и др.) согласно справочным данным можно принять объемную теплоемкость постоянной [$C_v(T) = c_0\gamma_0 = \mathrm{const}$], а коэффициент теплопроводности $\lambda(T)$ линейно зависящим от температуры. В соответствии с этим процесс симметричного охлаждения твэлов плоской ($m = 0$), цилиндрической ($m = 1$) или сферической ($m = 2$) формы толщиной (диаметром) $2R$ с внутренними источниками постоянной плотности w описывается нелинейной краевой задачей теплопроводности:

$$\frac{1}{\xi^m}\frac{\partial}{\partial\xi}\left[\xi^m(1+\varepsilon_\lambda\theta)\frac{\partial\theta}{\partial\xi}\right]+\mathrm{Po}=\frac{\partial\theta}{\partial\tau};\ \theta(\xi,\tau)\Big|_{\xi=1}=\theta_\Pi;\ \frac{\partial\theta}{\partial\xi}\Big|_{\xi=0}=0;\ \theta(\xi,0)=1, \tag{1}$$

где введены безразмерные величины

$$\theta(\xi,\tau)=\frac{T(\xi,\tau)}{T_0};\ \xi=\frac{x}{R};\ \tau=\frac{a_0t}{R^2};\ \mathrm{Po}=\frac{wR^2}{\lambda_0T_0};\ \varepsilon_\lambda=\frac{\lambda_1}{\lambda_0}T_0;\ a_0=\frac{\lambda_0}{c_0\gamma_0} \tag{2}$$

Точного решения данная нелинейная задача не имеет. Поэтому для ее приближенного решения использован метод эквивалентных источников, хорошо зарекомендовавший себя в различных задачах теплопроводности. Полученное приближенное выражение температурного поля

$$\theta(\xi,\tau)=\frac{1+\varepsilon_\lambda\theta_\Pi}{\varepsilon_\lambda}\times$$

$$\times\left\{\sqrt{1+\frac{\varepsilon_\lambda\mathrm{Po}(1-\xi^2)}{(1+m)(1+\varepsilon_\lambda\theta_\Pi)^2}\left[1-\left\{1-\frac{(1+m)(1+\varepsilon_\lambda)(1-\theta_\Pi)}{\mathrm{Po}}\left(1+\frac{1+\varepsilon_\lambda\theta_\Pi}{1+\varepsilon_\lambda}\right)\right\}\exp\{-(1+m)\nu_\varepsilon\tau\}\right]}-\frac{1}{1+\varepsilon_\lambda\theta_\Pi}\right\} \tag{3}$$

асимптотически стремится к точному распределению

$$\bar\theta(\xi)=\theta(\xi,\tau)\big|_{\tau\to\infty}=\frac{1+\varepsilon_\lambda\theta_\Pi}{\varepsilon_\lambda}\left[\sqrt{1+\frac{\varepsilon_\lambda\mathrm{Po}(1-\xi^2)}{(1+m)(1+\varepsilon_\lambda\theta_\Pi)}}-\frac{1}{1+\varepsilon_\lambda\theta_\Pi}\right]. \tag{4}$$

Приближенное решение (3) использовано как «нагрузочная» функция для определения термонапряженного состояния твэлов.

Так, для элемента плоской формы получено следующее аналитическое выражение поля термических напряжений:

$$\bar{\sigma}(\xi, \tau)=\frac{1+\varepsilon_\lambda \theta_{\Pi}}{2\varepsilon_\lambda} B(\tau)\left[\frac{\arcsin D(\tau)}{D(\tau)}+\sqrt{1-D^2(\tau)}-2\sqrt{1-D^2(\tau)\,\xi^2}\right], \tag{5}$$

где

$$B(\tau)=\sqrt{1+\frac{\varepsilon_\lambda \mathrm{Po}}{(1+\varepsilon_\lambda\theta_{\Pi})^2}\left\{1-\left[1-\frac{(1+\varepsilon_\lambda)(1-\theta_{\Pi})}{\mathrm{Po}}\left(1+\frac{1+\varepsilon_\lambda\theta_{\Pi}}{1+\varepsilon_\lambda}\right)\right]\exp(-\nu_\varepsilon\tau)\right\}}; \tag{6}$$

$$D^2(\tau)=\frac{B^2(\tau)-1}{B^2(\tau)};\quad \nu_\varepsilon=3(1+\varepsilon_\lambda);\qquad \bar{\sigma}=\frac{\sigma}{K_\sigma};\quad K_\sigma=\frac{\alpha E}{1-\mu}T_0.$$

Простота приближенных значений для температур (3), (4) и напряжений (5), (6) позволила провести подробный анализ исследуемых явлений. Установлено, что термические напряжения все время возрастают и наибольших значений достигают в предельном температурном состоянии (4), которое при прочих равных условиях наступает тем быстрее, чем больше параметр нелинейности $\varepsilon_\lambda > 0$. Практически действие внешней охлаждающей среды взаимокомпенсируется внутренними тепловыделениями уже при $\tau > 1$. В этом случае приближенная функция (5) стремится к точному решению соответствующей задачи термоупругости. Показано, что принятие $\lambda(T) = \lambda_0 = \mathrm{const}$ (если $\varepsilon_\lambda > 0$) при прочностных расчетах ведет к переоценке термических напряжений, т. е. идет в запас прочности. Результаты расчета полей температур и напряжений при $\theta_{\Pi} = 0$; $\mathrm{Po} = 20$; $\varepsilon_\lambda = 0{,}02$; 0,10; 1,0 представлены в графической форме.

(№ 747/7654. Статья поступила в Редакцию 6/XII 1973 г., аннотация — 3/IV 1974 г. Полный текст 0,4 а. л. 4 рис., 7 библиографических ссылок.)

Влияние дельта-электронов на формирование действующего электронного спектра в безграничной среде

БАРАНОВ В. Ф., ПЛЕТНЕВ В. В., СМИРНОВ В. В.

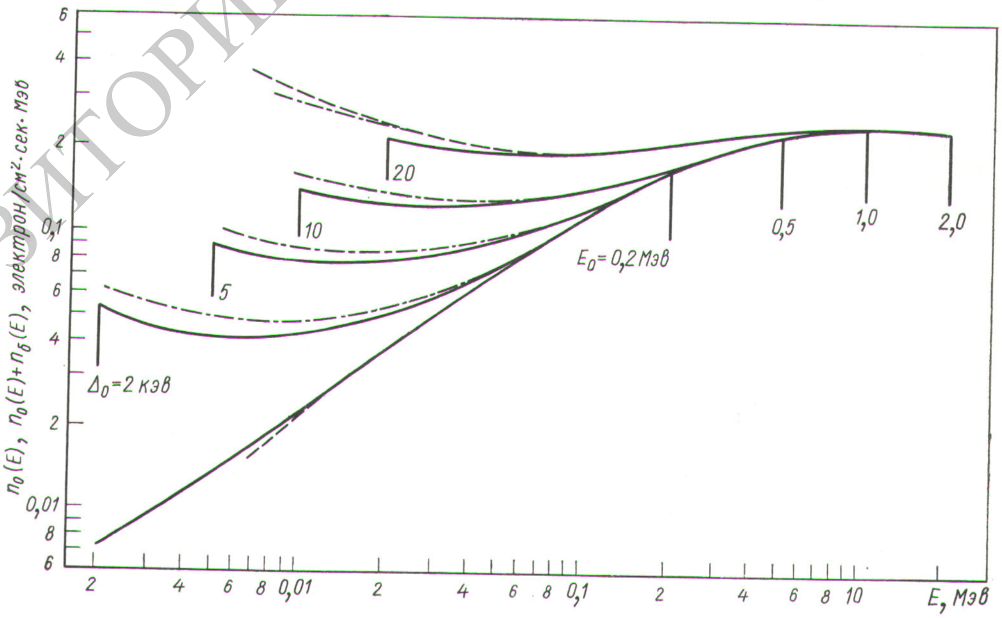
УДК 539.124.17

Исследуется процесс формирования действующего спектра электронов в безграничной среде для равномерно распределенных изотропных источников электронов с начальной энергией E_0 в диапазоне от сотен килоэлектронвольт до нескольких мегаэлектронвольт. Радиационные потери электронов считаются пренебрежимо малыми по сравнению с ионизационными. Простая модель процесса замедления, учитывающая возможность возникновения δ-электронов первого поколения, позволяет непосредственно получить выражение для дифференциального потока электронов.

$$n(E)=\frac{N_0+CD(E_0, E)}{S(E)}, \tag{1}$$

где $D(E_0, E) = \frac{1}{E} - \frac{2}{E_0} - \frac{2}{E_0}\ln\frac{E_0}{2E}$; $C = \frac{0{,}153 Z\rho N_0 E_0}{AS(E_0)\beta_0^2}$ *Мэв/см · сек*; Z, A и ρ — атомный номер, атомный вес и плотность вещества соответственно; β — отношение скорости электрона к скорости света; N_0 — мощность источника, *электрон/см³ · сек*; $S(E)$ — тормозная способность вещества, *Мэв/см*.

С помощью соотношения (1) получены простые формулы для вычисления важных интегральных характеристик поля рассеянного электронного излучения; средней энергии действующего электронного спектра, потока электронов, поглощенной энергии и т. п.



Спектры первичных и δ-электронов в алюминии.