К теории многократного прохождения заряженных частиц сквозь тонкую мишень

ХОХЛОВ Ю. К.

УДК 621.384.6.01

Рассматривается случай, когда циклический ускоритель или накопитель имеет внутреннюю полупрозрачную мишень, описываемую как бесконечно тонкий слой бесконечно плотного вещества. Наклон мишени относительно оси пучка произволен, и градиент плотности отличен от нуля (клинообразность) в x- и z-направлениях.

Расчет, выполненный по теории возмущений, дает для декрементов синхро-бетатронных колебаний следующие выражения:

$$\Gamma_{\delta\tau} = -\int\limits_0^{2\pi} \frac{d\vartheta}{\gamma\beta K_0}\,\frac{e\,\partial E_x}{c\,\partial t}\, f_E(\vartheta);$$

$$\Gamma_{\delta E} = -\Gamma_{\delta\tau} + \Delta E\left[\frac{\partial \ln \Delta_{\perp} E}{\partial E} + K_0 \operatorname{tg}\psi \frac{df_E}{d\vartheta} + \left(\frac{\partial \ln \Delta_{\perp} E}{\cos\psi\,\partial\xi} - K \operatorname{tg}^2\psi\right) f_E\right]_M;$$

$$\Gamma_x = \frac{\Delta E}{2pv} - \frac{\Delta E}{2}\left[K_0 \operatorname{tg}\psi \frac{df_E}{d\vartheta} + \left(\frac{\partial \ln \Delta_{\perp} E}{\cos\psi\,\partial\xi} - K \operatorname{tg}^2\psi\right) f_E\right]_M;$$

$$\Gamma_z = \frac{\Delta E}{2pv}, \quad \Gamma_{x'} = \Gamma_x, \quad \Gamma_{z'} = \Gamma_z.$$

Здесь $\delta\tau = -c\delta t$; δt и δE — временно́е и энергетическое отклонение рассматриваемой частицы от опорной; x, x', z, z' — переменные в фазовом пространстве бетатронных колебаний; $\Delta E > 0$ — потеря энергии в мишени; $\Delta_{\perp} E = \Delta E \cos\psi$; ψ — угол наклона мишени относительно опорной орбиты в горизонтальной плоскости; ξ — продольная координата мишени; $f_E(\vartheta)$ — отклик переменной $x(\vartheta)$ на единичное приращение энергии; ϑ — обобщенный азимут; K и K_0 — кривизна и средняя кривизна опорной орбиты; M — индекс, означающий, что соответствующее выражение берется в точке пересечения опорной орбиты с мишенью; E_x — x — составляющая ускоряющего электрического поля.

Зависимость результата от $\partial E_x/\partial t$ соответствует известному факту отсутствия автофазировки в изохронном циклотроне (параметрический резонанс синхротронных колебаний).

Из данных формул видно, что горизонтальная клинообразность, выражаемая величиной $\partial \ln \Delta_{\perp} E/\cos\psi\partial\xi$, всюду объединяется с $K \operatorname{tg}^2\psi$. Это означает, что она в известных пределах эквивалентна горизонтальному наклону мишени. Вертикальная клинообразность, так же как и наклон мишени в вертикальной плоскости, не внесла вклад в декременты. При нулевом наклоне мишени и $\partial E_x/\partial t = 0$ настоящий результат переходит в результат предшествующих работ [1—3].

В работе приведены также итоги исследования влияния мишени на внутреннее статистическое распределение частиц в сгустке.

(**№ 745/7473.** Статья поступила в Редакцию 19/VII 1973 г., аннотация — 30/IV 1974 г. Полный текст 0,25 а. л., 6 библиографических ссылок.)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Коломенский А. А.** «Атомная энергия», 1965, т. 19, с. 534.
2. **Будкер Г. И.** «Атомная энергия», 1967, т. 22, с. 346.
3. **Адо Ю. М., Балбеков В. И.** «Атомная энергия», 1971, т. 31, с. 40.

Тепломассообмен при газофазном осаждении карбида циркония

ПРАСОЛОВ В. И., ФЕДОРОВ Э. М.

УДК 536.24:66.063.2

Метод получения покрытий осаждением из газовой фазы находит все более широкое применение для получения изделий, предназначенных для работы в жестких температурных условиях [1]. Специфика проведения процесса — большие температурные перепады, изменение молярного объема в химической реакции, существенное влияние естественной конвекции — не позволяет использовать оценочные методы, а требует точного решения задачи о газофазном осаждении.

В настоящей работе в приближении ламинарного пограничного слоя для случая свободной конвекции решается задача о тепломассообмене при осаждении ZrC на круглый нагретый стержень. Модель процесса такова: $ZrCl_4$ и CH_4 диффундируют в водороде к поверхности подложки, где происходит необратимая гетерогенная реакция образования карбида:

$$\underset{(г)}{ZrCl_4} + \underset{(г)}{yCH_4} + \underset{(г)}{2(1-y)\,H_2} \rightarrow \underset{(тв)}{ZrCy} + \underset{(г)}{4HCl}. \qquad (1)$$

Состав получаемого карбида находится из условия равновесия реакции:

$$CH_4 \rightleftarrows C + 2H_2;$$

$$P_{CH_4} = P^{eq}_{CH_4} = K_p(T)\, P_C(y, T)\, P^2_{H_2}, \qquad (2)$$

где $K_p(T)$ — константа равновесия; $P_C(y, T)$ — активность углерода в карбиде данного состава (определялась по результатам работы [2]); P_{CH_4}, P_{H_2} — парциальные давления метана и водорода у стенки.

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 [$C_v(T) = c_0\gamma_0 = \text{const}$], 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:

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

где введены безразмерные величины

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

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

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

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

асимптотически стремится к точному распределению

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

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

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