

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Г. Я. Белов, Излучательная способность системы, состоящей из полупрозрачного изотермического покрытия и плоской непрозрачной подложки, *ТВТ*, 1972, том 10, выпуск 6, 1268–1276

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 44.220.255.141

5 ноября 2024 г., 03:20:57



УДК 536.3

## ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ СИСТЕМЫ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ ПОЛУПРОЗРАЧНОГО ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ПОКРЫТИЯ И ПЛОСКОЙ НЕПРОЗРАЧНОЙ ПОДЛОЖКИ

Г. Я. Белов

Проведено теоретическое исследование направленного и полусферического монохроматического излучения полупрозрачного изотермического покрытия, расположенного на непрозрачной пластине. Учитываются объемное рассеяние и поглощение, угловая зависимость интенсивности излучения и явление полного внутреннего отражения от поверхности раздела покрытия с окружающей средой. Расчетные зависимости получены на основании решения уравнений переноса с использованием определения коэффициента обратного объемного рассеяния. Рассматриваются отдельно случаи диффузного и зеркального отражений от поверхностей раздела. Результаты расчетов для различных схем отражения сравниваются между собой и с решениями других авторов.

Интерес к исследованиям теплового излучения поглощающих и рассеивающих покрытий вызван необходимостью создания покрытий, обеспечивающих высокие теплозащитные свойства поверхности, ее селективные по длине волны оптические характеристики и определенную отражательную способность.

В связи с трудностями точного математического описания реальных процессов объемного поглощения, рассеяния и многократного отражения от границ раздела покрытия, исследование проводится при определенных допущениях. Например, в [1] исследование проблемы выполнено без учета угловой зависимости интенсивности излучения по методу Шустера — Шварцшильда. В [2, 3], где получена известная формула Гуревича — Кубелки — Мунка (ГКМ), не учитывается влияние отражательной способности раздела покрытия — воздух. Работа [4] свободна от указанных допущений, однако решение получено без учета объемного рассеяния.

В отличие от [4] данная работа выполнена с учетом объемного рассеяния и наряду с зеркальным отражением от поверхностей раздела рассматривается случай диффузного отражения. Как и в [1—3] используется определение коэффициента обратного рассеяния. Явления интерференции и поляризации не рассматриваются. Покрытие полагается изотермическим.

Рассмотрим следующую физическую модель задачи (см. рис. 1). На внешнюю поверхность покрытия падает диффузный поток излучения, интенсивность  $J$  которого во всех направлениях одинакова. Полагаются известными толщина покрытия  $h$ , показатель преломления  $n$ , коэффициенты объемного поглощения  $\alpha$ , обратного рассеяния  $\beta$  и закон отражения от поверхностей раздела. Требуется определить значения коэффициентов направленного  $r_{\psi}$  и полусферического  $r$  отражений от системы подложка — покрытие.

На основании закона Кирхгофа для непрозрачной системы направленной  $\epsilon_{\psi}$  и полусферической  $\epsilon$  излучательная способность связана с коэффициентами отражения соотношением

$$\epsilon_{\psi} = 1 - r_{\psi}; \quad \epsilon = 1 - r. \quad (1)$$

Определенная доля падающего излучения отражается от внешней поверхности раздела, а проникающее внутрь покрытия излучение после многократных процессов рассеяния и отражения частично выходит (отражается) в окружающее пространство. Остальное излучение поглощается покрытием и подложкой. Проведем внутри покрытия на достаточно близком расстоянии от поверхностей раздела две воображаемые плоскости  $A$  и  $B$ . Будем полагать, что заключенный между этими плоскостями слой содержит весь объем покрытия, а поверхности раздела характеризуются исклю-

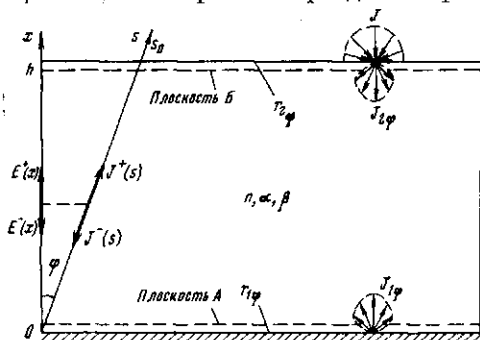


Рис. 1. Физическая модель задачи

чительно коэффициентами поверхностного отражения. На плоскости  $A$  и  $B$ , которые естественно считать абсолютно прозрачными, со стороны поверхностей раздела падает отраженное излучение с интенсивностью  $J_{1\varphi}$  и  $J_{2\varphi}$ , угловая зависимость которых определяется характером отражения от поверхностей и оптическими свойствами выделенного слоя. Значения встречных интенсивностей  $J^+(s)$  и  $J^-(s)$  на некоторой глубине слоя  $x$  в направлении  $s$ , составляющем угол  $\varphi$  с нормалью к поверхности покрытия (ось  $x$ ), описываются уравнениями переноса

$$\left. \begin{aligned} \frac{dJ^+(s)}{ds} &= -(\alpha + \beta)J^+(s) + \beta J^-(s); \\ -\frac{dJ^-(s)}{ds} &= -(\alpha + \beta)J^-(s) + \beta J^+(s); \\ J^+(0) &= J_{1\varphi}; \quad J^-(s_0) = J_{2\varphi}; \quad s = x/\cos \varphi; \quad s_0 = h/\cos \varphi. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

За начало координат принята поверхность раздела покрытие — подложка. Здесь и далее индексами 1 и 2 отмечены величины, относящиеся к внутренней и наружной поверхностям раздела соответственно. Рассматривается случай осесимметричного распределения интенсивностей по направлениям. Далее будут представлять интерес значения интенсивностей  $J_{1\varphi}^-$ ,  $J_{2\varphi}^+$  падающего излучения на поверхности раздела со стороны слоя. На основании решения уравнений (1) эти значения можно представить в виде

$$\left. \begin{aligned} J_{1\varphi}^- &= J_{1\varphi}R_\varphi + J_{2\varphi}D_\varphi; \\ J_{2\varphi}^+ &= J_{1\varphi}D_\varphi + J_{2\varphi}R_\varphi. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Направленные коэффициенты отражения  $R_\varphi$  и пропускания  $D_\varphi$  светорассеивающего слоя, заключенного между плоскостями  $A$  и  $B$ , определяются при наличии поглощения в слое ( $\alpha > 0$ ;  $\beta \geq 0$ ) равенствами

$$\left. \begin{aligned} R_\varphi &= \frac{\rho(1 - e^{-2\tau_\varphi})}{1 - \rho^2 e^{-2\tau_\varphi}}; \quad D_\varphi = \frac{(1 - \rho^2)e^{-\tau_\varphi}}{1 - \rho^2 e^{-2\tau_\varphi}}; \\ \rho &= (\gamma - \alpha) / (\gamma + \alpha); \quad \gamma = \sqrt{\alpha^2 + 2\beta\alpha}; \\ \tau_\varphi &= \gamma h / \cos \varphi. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Параметр  $\rho$  характеризует роль объемного рассеяния и однозначно определяется отношением коэффициентов  $\beta/\alpha$ . В случае непоглощающего покрытия ( $\alpha = 0, \beta > 0, \rho = 1$ ) имеем

$$R_\varphi = \tau_\varphi / (1 + \tau_\varphi); \quad D_\varphi = 1 - R_\varphi; \quad (4a)$$

$$\tau_\varphi = \beta h / \cos \varphi.$$

В соотношениях (4) использована безразмерная координата  $\tau_\varphi$ , которая имеет смысл оптической толщины слоя в направлении, составляющем угол  $\varphi$  с осью  $x$ . Полагая в (4)  $\varphi = 0$ , получим значения коэффициентов отражения  $R_0$  и пропускания  $D_0$  в нормальном направлении. Для слоя можно определить также полусферические коэффициенты отражения  $R$  и пропускания  $D$  для падающего диффузного излучения

$$R = 2 \int_0^{\pi/2} R_\varphi \cos \varphi \sin \varphi d\varphi; \quad (5)$$

$$D = 2 \int_0^{\pi/2} D_\varphi \cos \varphi \sin \varphi d\varphi.$$

В случае поглощающего и рассеивающего покрытий ( $0 \leq \rho < 1$ ) интегрирование в равенствах (5) с учетом (4) после замены переменных  $z = (\cos \varphi)^{-1}$  и разложения в ряд функции  $(1 - \rho^2 e^{-2\tau_\varphi})^{-1} =$   
 $= \sum_{j=0}^{\infty} \rho^{2j} e^{-2j\tau_\varphi}$  приводит к соотношениям

$$R = 2\rho \sum_{j=0}^{\infty} \rho^{2j} [E_3(2j\tau_0) - E_3(2(j+1)\tau_0)], \quad (5a)$$

$$D = 2(1 - \rho^2) \sum_{j=0}^{\infty} \rho^{2j} E_3((2j+1)\tau_0),$$

$$\tau_0 = \sqrt{\alpha^2 + 2\beta\alpha h}; \quad E_n(z) = \int_1^{\infty} \frac{e^{-zw}}{w^n} dw.$$

В большинстве случаев при вычислении суммы рядов (5a) достаточно сохранить несколько первых членов.

В случае непоглощающего покрытия ( $\rho = 1$ ) значения  $R_\varphi$  и  $D_\varphi$  под знаком интегралов (5) заменяем выражениями из (4a) и используя замену переменных  $z = (\cos \varphi)^{-1}$  и стандартный метод интегрирования несобственных интегралов получим

$$R = 2\tau_0 \left( 1 + \tau_0 \ln \frac{\tau_0}{1 + \tau_0} \right); \quad D = 1 - R; \quad \tau_0 = \beta \cdot h. \quad (5b)$$

Рассмотрим случай пероховатых диффузно отражающих поверхностей раздела, коэффициенты отражения от которых  $r_1$  и  $r_2$  и интенсивности отраженного света  $J_1$  и  $J_2$  не зависят от направления. Явление полного внутреннего отражения приводит в этом случае к тому, что коэффициенты диффузного отражения от внешней поверхности покрытия в окружающую среду  $r_2'$  и в сторону слоя  $r_2$  различны по величине и связаны между собой известным [5] соотношением

$$1 - r_2' = n^2(1 - r_2). \quad (6)$$

Величины интенсивностей отраженного от границ раздела излучения:

связаны с падающим излучением соотношениями

$$J_1 = 2r_1 \int_0^{\pi/2} J_{1\varphi}^- \cos \varphi \sin \varphi d\varphi,$$

$$J_2 = J(1 - r_2') + 2r_2 \int_0^{\pi/2} J_{2\varphi}^+ \cos \varphi \sin \varphi d\varphi.$$

Учитывая (3) и (5), из последних соотношений получаем

$$J_1 = r_1(J_1R + J_2R), \quad (7)$$

$$J_2 = J(1 - r_2') + r_2(J_1D + J_2R).$$

Решая систему уравнений (7), находим

$$J_1 = \frac{J(1 - r_2')r_1D}{(1 - r_1R)(1 - r_2R) - r_1r_2D^2}; \quad J_2 = \frac{J(1 - r_2')(1 - r_1R)}{(1 - r_1R)(1 - r_2R) - r_1r_2D^2}. \quad (7a)$$

На основании равенства (1) находим степень черноты диффузно излучающего покрытия

$$\bar{\epsilon} = 1 - \bar{r} = 1 - \frac{Jr_2' + (1 - r_2)(J_1D + J_2R)}{J}.$$

Учитывая (6) и (7a), получим

$$\bar{\epsilon} = n^2(1 - r_2) \frac{(1 - r_1R)(1 - R) - r_1D^2}{(1 - r_1R)(1 - r_2R) - r_1r_2D^2}. \quad (8)$$

Зависимость (8) преобразуется в известную формулу Ричмонда [1], если в ней заменить полусферические коэффициенты  $R$  и  $D$  на нормальные значения коэффициентов отражения  $R_0$  и пропускания  $D_0$ . Если не учитывать отражения от наружной поверхности раздела, т. е. полагать  $n = 1$ ,  $r_2 = 0$ , то зависимость (8) может быть преобразована в формулу Кубелки и Мунка [3]. На рис. 2 сравниваются результаты расчетов степени черноты по формулам (8), Ричмонда и Кубелки и Мунка. Расчеты проведены для случая  $r_1 = 0,8$ ,  $n = 1,75$ ,  $r_2 = 0,713$ ,  $\varphi = 0; 0,5; 1$  в зависимости от приведенной оптической толщины покрытия  $\tau_{пр} = (\alpha + 2\beta)h$ . Неучтенное в формуле Ричмонда влияние угловой зависимости интенсивности излучения приводит к погрешностям  $\sim 10 \div 20\%$ . Погрешность расчета по формуле Кубелки и Мунка в этом случае достигает 100%.

Следует отметить, что при расчете  $\tau_{пр}$  в качестве коэффициента ослабления использована величина  $\alpha + 2\beta$  вместо обычной суммы  $\alpha + \beta$ . Как показано в [5—7], влияние формы объемной индикатрисы рассеяния можно учесть множителем перед коэффициентом рассеяния, который в случае изотропного рассеяния равен единице, а в случае обратного рассеяния — двум. Можно предположить, что результаты исследования задачи для изотропного рассеяния должны согласовываться с результатами расчета по формуле (8), если в приведенных расчетных соотношениях и в  $\tau_{пр}$  вместо значения  $2\beta$  подставить коэффициент изотропного рассеяния  $\beta_i$ .

Рассмотрим некоторые предельные случаи.

Для нерассеивающего покрытия ( $\beta = 0$ ,  $\alpha > 0$ ,  $\rho = 0$ ,  $R = 0$ ,  $D = 2E_s(\tau_0)$ ) формула (8) преобразуется к виду

$$\bar{\epsilon} = n^2(1 - r_2) \frac{1 - 4r_1E_s^2(\tau_0)}{1 - 4r_1r_2E_s^2(\tau_0)}. \quad (9)$$

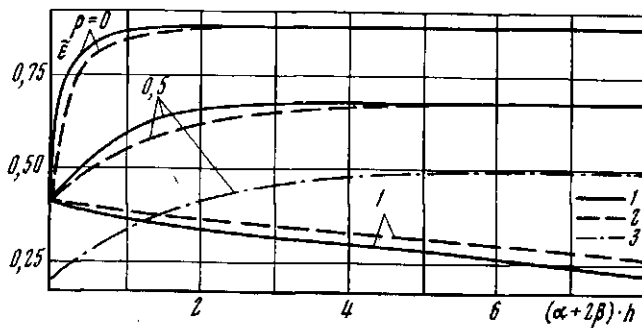


Рис. 2. Излучательная способность покрытия с показателем преломления 1,75 при диффузном отражении от поверхности раздела металл — покрытие ( $r_1 = 0,8$ ) и покрытие — воздух ( $r_2 = 0,713$ ):

1 - формула (8); 2 - формула [1]; 3 - формула [3]

Для оптически тонкого слоя ( $\tau_0 \rightarrow 0$ ,  $R \rightarrow 0$ ,  $D \rightarrow 1$ ) из формулы (8) получаем

$$\bar{\varepsilon} = n^2(1 - r_2)(1 - r_1) / (1 - r_1 r_2). \quad (9a)$$

Влияние диэлектрического слоя в этом случае однозначно определяется величиной коэффициента преломления.

Для оптически толстого слоя предельный переход в формуле (8) ( $\tau_0 \rightarrow \infty$ ,  $R \rightarrow \rho$ ,  $D \rightarrow 0$ ) приводит к соотношению

$$\bar{\varepsilon} = n^2(1 - r_2)(1 - \rho) / (1 - r_2 \rho). \quad (9b)$$

Заметим, что известная формула ГКМ не учитывает отражения от поверхности раздела оптически толстого слоя и может быть получена из (9b), полагая  $n = 1$ ,  $r_2 = 0$ . Если показатель светорассеивающего слоя значительно отличается от 1, то расчет по формуле ГКМ может приводить к погрешностям  $\sim 100\%$ .

Рассмотрим случай гладких поверхностей раздела, отражение от которых будем считать зеркальным и описывать формулами Френеля.

Коэффициенты направленного  $r_\varphi$  и полусферического отражений  $r$  при падении на поверхность неполяризованного света можно представить в следующем виде [8]:

$$r_\varphi = \frac{1}{2}(r_{\varphi\perp} + r_{\varphi\parallel}); \quad r = 2 \int_0^{\pi/2} r_\varphi \cos \varphi \sin \varphi \, d\varphi;$$

$$r_{\varphi\perp} = \frac{a^2 + b^2 - 2a \cos \varphi + \cos^2 \varphi}{a^2 + b^2 + 2a \cos \varphi + \cos^2 \varphi};$$

$$r_{\varphi\parallel} = r_{\varphi\perp} \frac{a^2 + b^2 - 2a \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi + \sin^2 \varphi \operatorname{tg}^2 \varphi}{a^2 + b^2 + 2a \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi + \sin^2 \varphi \operatorname{tg}^2 \varphi}; \quad (10)$$

$$2a^2 = \sqrt{(n^2 - \kappa^2 - \sin^2 \varphi)^2 + 4n^2 \kappa^2} + (n^2 - \kappa^2 - \sin^2 \varphi);$$

$$2b^2 = \sqrt{(n^2 - \kappa^2 - \sin^2 \varphi)^2 + 4n^2 \kappa^2} - (n^2 - \kappa^2 - \sin^2 \varphi).$$

При вычислении коэффициентов отражения нормально  $r_{\varphi\perp}$  и параллельно  $r_{\varphi\parallel}$  поляризованных компонент света используется значение относительного комплексного показателя преломления отражающей среды  $\bar{n}_{отн} = n - i\kappa$ , принимая за единицу показатель преломления среды, в которую происходит отражение. Формула (6) и в этом случае остается в силе. Угол падения и угол преломления  $\varphi$  на внешней границе раздела связаны известным соотношением

$$\sin \psi = n \sin \varphi. \quad (11)$$

Преломление света сопровождается изменением его интенсивности в  $n^2$  раз.

Как следует из соотношения (11), падающее на внешнюю границу диффузное излучение проникает внутрь покрытия под углами, не превосходящими некоторый критический угол  $\varphi_{кр}$

$$\varphi_{кр} = \arcsin(1/n). \quad (11a)$$

Коэффициенты направленного отражения от границы раздела во внешнюю среду  $r_\psi$  и внутрь покрытия  $r_\phi$  совпадают, если углы  $\psi$ ,  $\phi$  связаны соотношением (11).

В отличие от случая диффузного отражения от границ, при зеркальном отражении имеет значение угловое распределение падающего излучения со стороны слоя на границе раздела. Предположим, что коэффициент  $R_\phi$  определяет лишь общее количество отраженного от слоя излучения, а распределение этого излучения по направлениям — диффузное. Коэффициент  $D_\phi$  определяет долю излучения, прошедшего через слой без изменения своего направления. Будем считать, что при отражении рассеянного в слое излучения от поверхностей раздела его диффузность сохраняется. Интенсивность отраженного от поверхностей раздела излучения представим в виде суммы двух компонент

$$J_{1\phi} = j_{1\phi} + j_1; \quad J_{2\phi} = j_{2\phi} + j_2, \quad (12)$$

где  $j_{1\phi}$ ,  $j_{2\phi}$  — интенсивности отраженного излучения, которое не изменило при прохождении слоя своего направления;  $j_1$ ,  $j_2$  — интенсивности отраженного излучения, которое в результате объемного рассеяния перешло в диффузную составляющую потока.

На основании принятых предположений значения  $j_{1\phi}$ ,  $j_{2\phi}$ ,  $j_1$  и  $j_2$  можно определить из следующей системы уравнений:

$$\begin{aligned} j_{1\phi} &= r_{1\phi} j_{2\phi} D_\phi, \\ j_{2\phi} &= n^2 J (1 - r_{2\phi}) + r_{2\phi} j_{1\phi} D_\phi, \\ j_1 &= 2r_1 \int_0^{\varphi_{кр}} j_{1\phi} R_\phi \cos \phi \sin \phi d\phi + r_1 (j_1 R + j_2 D); \\ j_2 &= 2r_2 \int_0^{\varphi_{кр}} j_{2\phi} R_\phi \cos \phi \sin \phi d\phi + r_2 (j_2 R + j_1 D); \end{aligned} \quad (12a)$$

где  $r_1$ ,  $r_2$  — полусферические коэффициенты отражения от границ раздела.

Решая систему (12a), находим

$$j_{1\phi} = \frac{n^2 J (1 - r_{2\phi}) r_{1\phi} D_\phi}{1 - r_{1\phi} r_{2\phi} D_\phi^2}; \quad j_{2\phi} = \frac{n^2 J (1 - r_{2\phi})}{1 - r_{1\phi} r_{2\phi} D_\phi^2}; \quad (13)$$

$$j_1 = n^2 J \frac{a_1 r_1 (1 - r_2 R) + a_2 r_1 r_2 D}{(1 - r_1 R) (1 - r_2 R) - r_1 r_2 D^2}; \quad j_2 = n^2 J \frac{a_1 r_1 r_2 D + a_2 r_2 (1 - r_1 R)}{(1 - r_1 R) (1 - r_2 R) - r_1 r_2 D^2};$$

$$a_1 = \int_0^{\varphi_{кр}} \frac{r_{1\phi} (1 - r_{2\phi}) D_\phi R_\phi}{1 - r_{1\phi} r_{2\phi} D_\phi^2} \sin 2\phi d\phi; \quad a_2 = \int_0^{\varphi_{кр}} \frac{(1 - r_{2\phi}) R_\phi}{1 - r_{1\phi} r_{2\phi} D_\phi^2} \sin 2\phi d\phi.$$

На основании соотношения (1) выражение для направленной излуча-

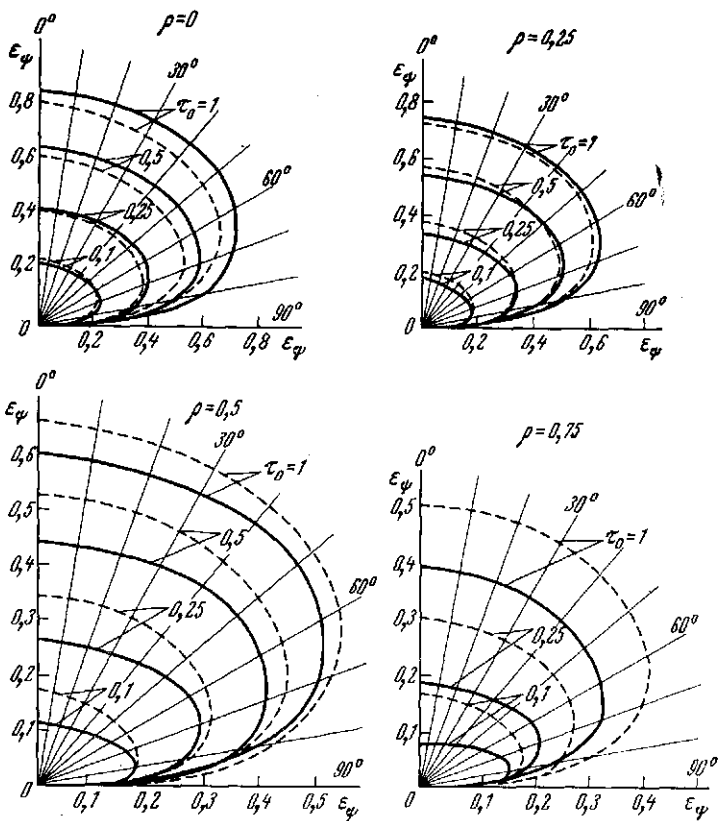


Рис. 3. Направленная монохроматическая ( $\lambda = 2 \text{ мк}$ ) излучательная способность диэлектрического покрытия с показателем преломления 1,5 (сплошные кривые) и 2 (пунктирные кривые) на алюминии

тальной способности покрытия будет

$$\varepsilon_{\psi} = 1 - \bar{r}_{\psi} = 1 - \frac{Jr_{2\psi} + 1/n^2 \cdot (1 - r_{2\psi}) [j_{1\psi}D_{\psi} + n^2Ja_2 + j_1D + j_2R]}{J}$$

С учетом равенств (13) получим

$$\varepsilon_{\psi} = 1 - \left[ r_{2\psi} + \frac{(1 - r_{2\psi})^2 r_{1\psi} D_{\psi}^2}{1 - r_{2\psi} r_{1\psi} D_{\psi}^2} + (1 - r_{2\psi}) \frac{a_1 r_1 D + a_2 (1 - r_1 R)}{(1 - r_1 R) (1 - r_2 R) - r_1 r_2 D^2} \right]. \quad (14)$$

Найдем полусферическую степень черноты системы

$$\varepsilon = 2 \int_0^{\pi/2} \varepsilon_{\psi} \cos \psi \sin \psi \, d\psi = 1 - \left[ r_2' + \int_0^{\pi/2} \frac{(1 - r_{2\psi})^2 r_{1\psi} D_{\psi}^2}{1 - r_{1\psi} r_{2\psi} D_{\psi}^2} \sin 2\psi \, d\psi + (1 - r_2') \frac{a_1 r_1 D + a_2 (1 - r_1 R)}{(1 - r_1 R) (1 - r_2 R) - r_1 r_2 D^2} \right]. \quad (15)$$

Первое и второе слагаемые в квадратных скобках равенств (14) и (15)



определяют доли зеркально отраженного излучения от внешней границы раздела и от подложки с учетом ослабления в покрытии. Третье слагаемое в этих скобках определяет долю отраженного излучения в результате объемного рассеяния. Для нерассеивающего покрытия ( $R_p = 0$ ) третий член в скобках обращается в нуль и расчеты по формулам (14) и (15) приводят к результатам, совпадающим с решением [4]. Для оптически толстого слоя ( $\tau_0 \rightarrow \infty$ ,  $R = R_p \rightarrow \rho$ ,  $D = D_p \rightarrow 0$ ,  $a_1 = 0$ ,  $a_2 = (1 - r_2)\rho$ ) зависимости (14) и (15) принимают вид

$$\begin{aligned} \varepsilon_\psi &= (1 - r_{2\psi})(1 - \rho) / (1 - \\ &- r_2\rho); \quad \bar{\varepsilon} = n^2(1 - r_2)(1 - \\ &- \rho) / (1 - r_2\rho). \end{aligned} \quad (16)$$

Заметим, что значения полусферической степени черноты оптически толстого слоя для случаев диффузного и зеркального отражений от границ раздела совпадают, если равны полусферические коэффициенты отражения от этих поверхностей. Зависимости (14) — (16) завершают решение задачи. С помощью этих зависимостей и формул Френеля (10), (11) рассчитана излучательная способность диэлектрических покрытий с показателями преломления  $n = 1,5$  и  $2$ , расположенных на гладкой алюминиевой поверхности.

Расчет проведен для монохроматического излучения с длиной волны  $\lambda = 2 \text{ мк}$ , для которого комплексный показатель преломления алюминия  $\bar{n} = 2,3 - i 16,5$ . Результаты расчета направленной излучательной способности для ряда значений оптических толщин  $\tau_0 = \gamma \cdot h = 0,1; 0,25; 0,5$  и  $1$  и параметров  $\rho = 0; 0,25; 0,5; 0,75$  представлены на рис. 3. На рис. 4 сравниваются результаты расчетов полусферической степени черноты рассматриваемых покрытий по формулам (8) и (15).

Таким образом, с увеличением оптической толщины покрытия излучательная способность системы приближается к излучательным характеристикам непрозрачного диэлектрика. Увеличение параметра  $\rho$  при прочих равных условиях приводит к снижению излучательной способности покрытия. При малых значениях оптических толщин ( $\tau_0 \sim 0,1$ ) по мере увеличения параметра  $\rho$  максимум излучательной способности смещается к направлениям, составляющим с поверхностью покрытия малый угол. Влияние величины показателя преломления покрытия на излучательную способность системы зависит от значений параметра  $\rho$  и оптической толщины.

При значениях  $\rho < 0,25$  и  $\tau_0 > 0,25$  увеличение показателя преломления приводит к уменьшению излучательной способности. При значениях

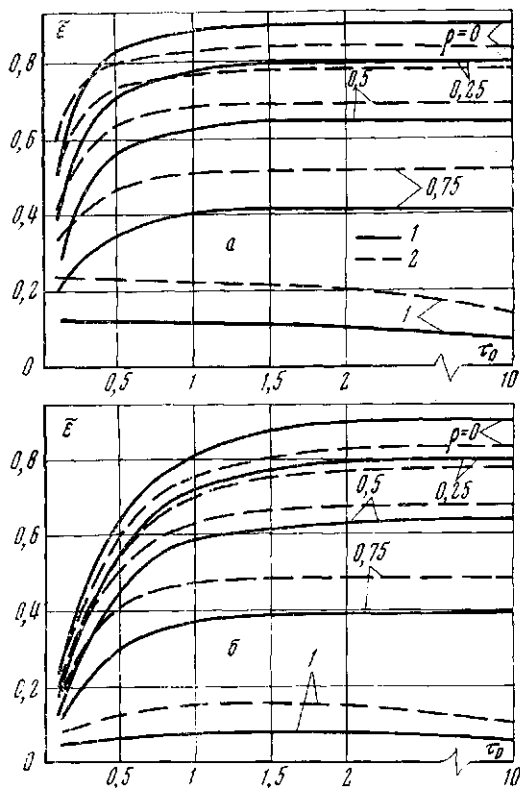


Рис. 4. Полусферическая монохроматическая ( $\lambda = 2 \text{ мк}$ ) излучательная способность диэлектрического покрытия на алюминии:

$a$  — расчет по (8);  $b$  — расчет по (15);  $1$  —  $n = 1,5$ ,  $r_1 = 0,938$ ,  $r_2 = 0,395$ ;  $2$  —  $n = 2$ ,  $r_1 = 0,922$ ,  $r_2 = 0,789$

$\rho \approx 0,25$  влияние показателя преломления незначительно. При значениях  $\rho > 0,25$  с повышением показателя преломления излучательная способность возрастает, а распределение излучения по направлениям становится более равномерным.

Расчет полусферической излучательной способности рассматриваемых покрытий по формуле (8) приводит к завышенным результатам в области  $\tau_0 < 2$ . В области  $\tau_0 > 2$  результаты по формулам (8) и (15) практически совпадают (рис. 4). Поэтому замена гладких поверхностей раздела шероховатыми приведет в области  $\tau_0 < 2$  к заметному увеличению излучательной способности покрытия даже в том случае, когда значения полусферических коэффициентов отражения гладкой и шероховатой поверхностей раздела будут одинаковыми.

Автор выражает благодарность Л. П. Филиппову за внимание к работе и Т. В. Сичинской за помощь в проведении расчетов.

Москва

Поступила в редакцию  
17 II 1972

#### ЛИТЕРАТУРА

1. I. C. Richmond. J. Res. Nat. Bur. Standards, 67, C, № 3, 247, 1963.
2. М. М. Гуревич. Тр. ГОИ 6, вып. 57, 1, 1931.
3. P. Kubelka, F. Munk. Z. techn. Physik, 12 (593), 1931.
4. Френсис, Лав. Ракетная техника и космонавтика, 4, № 4, 89, 1966.
5. А. А. Гершун. Избранные труды по фотометрии и светотехнике. Физматгиз, 1958.
6. В. Н. Адрианов. В сб. Теплообмен, гидродинамика и теплофизические свойства веществ. «Наука», 139, 1968.
7. В. И. Поляков, А. Н. Румынский. Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, № 3, 166, 1968.
8. А. П. Пришивалко. Отражение света от поглощающих сред. Изд. АН БССР, Минск, 1963.