

**ТЕПЛООБМЕН
МЕЖДУ СЕЛЕКТИВНО ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ЖИДКОСТЬЮ
И ЛАМИНАРНЫМ ГАЗОВЫМ ПОТОКОМ
ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНЕГО ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ**

Н. А. Рубцов, А. М. Шварцбург

(Новосибирск)

При решении ряда практических задач проводится исследование радиационного и сложного теплообмена в неоднородных системах с резко отличающимися физическими свойствами. В работе [1] рассмотрены процессы теплового взаимодействия между океаном и атмосферой, в [2] исследовано влияние теплового излучения на процесс плавления и затвердевания полупрозрачных кристаллов, в [3] рассматривается течение селективно излучающего газа около лобовой поверхности тела, испаряющегося под действием лучистого нагрева, в [4] изучена теплопередача от факела к расплавленной стекломассе в ванночной стекловаренной печи.

В данной работе рассматривается радиационный и сложный теплообмен между селективно излучающей жидкостью и прозрачным теплопроводным ламинарным газовым потоком при заданном внешнем поле теплового излучения. Уравнения сохранения энергии составлены с учетом переноса тепла излучением, конвекцией и молекулярной теплопроводностью. При расчете величин потоков излучения используется дифференциальное приближение. Система основных расчетных уравнений решается методом конечных разностей и итераций и методом Рунге — Кутты. Результаты расчетов представлены в виде графиков.

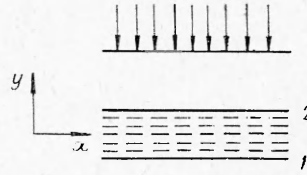
Условные обозначения

$Bo = d\rho c_p / \sigma(T_0 - T_c)^3$ — критерий Больцмана; $Iw = \sigma(T_0 - T_c)^3 a / \lambda$ — критерий Иванова; $Bi_\lambda = \kappa_\lambda a$ — критерий Бугера; $Re = da / \nu$ — критерий Рейнольдса; $Bi = \alpha a / \lambda$ — критерий Био; $\theta = (T - T_c) / (T_0 - T_c)$ — безразмерная температура; U, V — соответственно продольная и поперечная безразмерные составляющие скорости; U_0 — безразмерная скорость невозмущенного газового потока; $P = p / \rho d^2$ — безразмерное давление; $\mu = \mu_T / \mu_{T_0}$ — безразмерный коэффициент динамической вязкости; $\bar{E}_{T,\lambda} = E_{T,\lambda}^0 / \sigma(T_0 - T_c)^4$ — безразмерная плотность энергии излучения абсолютно черного тела; q_λ — безразмерный поток излучения; q_T — безразмерный поток тепла, переносимого кондукцией; $q_p = q_T + q$ — безразмерный результирующий поток тепла; η, ξ — соответственно поперечная и продольная безразмерные координаты; $\bar{I}_\lambda(s)$ — интенсивность излучения, распространяющегося в направлении s ; E_λ^+, E_λ^- — поверхностные плотности встречных потоков излучения, распространяющихся в положительном и отрицательном направлении нормали к граничной поверхности; T — абсолютная температура; T_0 — средняя температура жидкости в сечении $x = 0$; T_c — температура окружающей среды; ε_λ — степень черноты пластины; n_λ — показатель преломления; ρ — плотность вещества; r_λ — коэффициент отражения; c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении; λ — коэффициент теплопроводности; d — скорость движения пластины z (фиг. 1); l — расстояние от передней кромки; ν — коэффициент кинематической вязкости; $E_{T,\lambda}^0$ — плотность энергии излучения абсолютно черного тела; a — толщина слоя жидкости; κ_λ — коэффициент объемного поглощения излучения; p — давление; c_λ — скорость

света; u_λ — объемная плотность энергии излучения; α — коэффициент теплоотдачи; σ — постоянная Стефана — Больцмана; c — сеточная функция; h — шаг сетки; β_λ — коэффициент рассеяния.

Индексом 1 помечены величины, относящиеся к жидкости, индексом 2 — к газу.

Используемая физическая модель представлена на фиг. 1. Между неподвижной пластиной 1 и движущейся с постоянной скоростью пластиной 2 заключен слой высоковязкой жидкости. Пластина 2 обтекается газом, облучаемым извне потоком теплового излучения с плотностью, зависящей от длины волны.



Фиг. 1

Необходимо рассчитать распределение температур, скоростей и тепловых потоков в жидкости и газе.

Задача решалась в предположении справедливости гипотезы о локальном термодинамическом равновесии. Пластина 2 считалась прозрачной, бесконечно тонкой. Потоки излучения принимались локально-одномерными. Зависимость коэффициента динамической вязкости жидкости от температуры описывалась экспоненциальной формулой

$$\mu_T = \exp 6000/T.$$

Все остальные физические свойства считались не зависящими от температуры. Движение жидкости предполагалось слоистым, движение газа рассматривалось вдали от передней кромки. Пластина 1 отдает тепло в окружающую среду в соответствии с законом Ньютона.

При расчете величин потоков излучения, следуя [5], умножим уравнение переноса для спектрального излучения на $\cos(s, y)d\omega_s$ и, проинтегрировав в пределах сферического телесного угла 4π , получим выражение для поперечной составляющей вектора потока излучения

$$(1) \quad q_{y,\lambda} = -[A_\lambda/(\kappa_\lambda + \delta_\lambda\beta_\lambda)](\partial/\partial y)(c_\lambda u_\lambda),$$

где

$$A_\lambda = \frac{\int_{(4\pi)} \frac{\partial I_\lambda(s)}{\partial s} \cos(s, y) d\omega_s}{\int_{(4\pi)} \frac{\partial I_\lambda(s)}{\partial y} d\omega_s}.$$

Для осесимметричных индикатрис рассеяния

$$\delta_\lambda = 1 - \frac{1}{4} \int_0^\pi \gamma_\lambda(\theta) \sin 2\theta d\theta.$$

Дифференцируя по y уравнение сохранения лучистой энергии, получим

$$(2) \quad \partial^2 q_{y,\lambda}/\partial y^2 = -\kappa_\lambda \partial(c_\lambda u_\lambda)/\partial y + 4n_\lambda^2 \kappa_\lambda \partial E_{T,\lambda}^0/\partial y.$$

Используя соотношения (1), (2), приходим к дифференциальному уравнению относительно величин потоков излучения

$$(3) \quad \partial^2 q_{y,\lambda}/\partial y^2 = [\kappa_\lambda(\kappa_\lambda + \delta_\lambda\beta_\lambda)/A_\lambda] q_{y,\lambda} + 4\kappa_\lambda n_\lambda^2 \partial E_{T,\lambda}^0/\partial y.$$

Уравнение (3) необходимо дополнить граничными условиями. Пусть \bar{n} — внутренняя по отношению к излучающему объему нормаль к граничной поверхности, тогда

$$(4) \quad q_{n,\lambda} = \int_{(4\pi)} I_\lambda(s) \bar{n} d\omega_s = E_\lambda^+ - E_\lambda^-,$$

$$(5) \quad c_\lambda u_\lambda = \int_{(4\pi)} I_\lambda(s) d\omega_s = \frac{\int_{(4\pi)} I_\lambda(s) d\omega_s}{\int_{(4\pi)} I_\lambda(s) |\cos(s, n)| d\omega_s} (E_\lambda^+ + E_\lambda^-).$$

Если заданы температура и радиационные свойства граничной поверхности, то

$$(6) \quad E_\lambda^+ = \varepsilon_\lambda n_\lambda^2 E_{T,\lambda}^0 + (1 - \varepsilon_\lambda) E_\lambda^-.$$

При заданной на границе системы плотности падающего излучения

$$(7) \quad E_\lambda^+ = (1 - r_\lambda) E_{\lambda,\text{пад}}^0.$$

Используя соотношения (4)–(7) и уравнение сохранения радиационной энергии, получаем следующие граничные условия к дифференциальному уравнению (3):

$$\left(\frac{1}{\varepsilon_\lambda} - \frac{1}{2} \right) q_{n,\lambda} - \frac{1}{2\kappa_\lambda m_\lambda} \frac{\partial q_{n,\lambda}}{\partial n} = n_\lambda^2 E_{T,\lambda}^0 - \frac{4n_\lambda^2 E_{T,\lambda}^0}{2m_\lambda};$$

$$q_{n,\lambda} - \frac{1}{\kappa_\lambda m_\lambda} \frac{\partial q_{n,\lambda}}{\partial n} = 2(1 - r_\lambda) E_{\lambda,\text{пад}}^0 - \frac{4n_\lambda^2 E_{T,\lambda}^0}{m_\lambda},$$

где

$$m_\lambda = \frac{\int_{(4\pi)} I_\lambda(s) d\omega_s}{\int_{(4\pi)} I_\lambda(s) |\cos(s, n)| d\omega_s}.$$

При изотропном поле излучения $A_\lambda = 1/3$, $m_\lambda = 2$. Используя эти значения коэффициентов, пренебрегая рассеянием лучистой энергии и переходя к безразмерным переменным, получаем уравнения дифференциального приближения [6] для расчета величин лучистых потоков в рассматриваемой физической модели

$$(8) \quad \partial^2 q_\lambda / \partial \eta^2 - 3 \text{Bu}_\lambda^2 q_\lambda = 4 \text{Bu}_\lambda n_\lambda^2 \partial E_{T,\lambda} / \partial \eta;$$

$$(9) \quad (1/\varepsilon_\lambda - 1/2) q_\lambda - (1/4 \text{Bu}_\lambda) \partial q_\lambda / \partial \eta = 0 \quad (\eta = 0);$$

$$(10) \quad (1/2) q_\lambda + (1/4 \text{Bu}_\lambda) \partial q_\lambda / \partial \eta = n_\lambda^2 E_{T,\lambda} - (1 - r_\lambda) E_{\lambda,\text{пад}} \quad (\eta = 1).$$

Уравнения сохранения тепловой энергии, составленные с учетом переноса тепла излучением, конвекцией и теплопроводностью, имеют вид для жидкости

$$(11) \quad \text{Bo}_1 U_1 \partial \theta_1 / \partial \xi - (1/\text{Iw}_1) \partial^2 \theta_1 / \partial \eta^2 + \partial q / \partial \eta = 0;$$

для газа

$$(12) \quad \text{Bo}_2 U_2 \partial \theta_2 / \partial \xi + \text{Bo}_2 V_2 \partial \theta_2 / \partial \eta - (1/\text{Iw}_2) \partial^2 \theta_2 / \partial \eta^2 = 0.$$

Уравнения (11), (12) замыкаются следующими граничными условиями: на пластине 1 ($\eta = 0$)

$$(13) \quad \partial\theta_1/\partial\eta - Iw_1q = Bi_1\theta_1;$$

на пластине 2 ($\eta = 1$)

$$(14) \quad \theta_1 = \theta_2;$$

$$(15) \quad \partial\theta_1/\partial\eta = (Iw_1/Iw_2)\partial\theta_2/\partial\eta;$$

на внешней границе газа ($\eta \rightarrow \infty$)

$$(16) \quad \partial\theta_2/\partial\eta = 0.$$

В уравнениях (11), (13)

$$(17) \quad q = \int_0^{\infty} q_{\lambda} d\lambda.$$

Уравнения движения и граничные условия к ним записываются для жидкости

$$(18) \quad \operatorname{Re} \partial P/\partial\xi = (\partial\mu/\partial\eta)\partial U_1/\partial\eta + \mu\partial^2 U_1/\partial\eta^2;$$

$$(19) \quad U_1|_{\eta=0} = 0, \quad U_1|_{\eta=1} = 1;$$

для газа

$$U_2 = U_0 f'(\eta^*), \quad V_2 = 0,5\sqrt{[U_0 v/d(\xi a + l)](\eta^* f' - f)};$$

$$\eta^* = (\eta - 1)a\sqrt{U_0 d/v(\xi a + l)};$$

$$(20) \quad 2f''' + ff'' = 0;$$

$$(21) \quad f = 0, \quad f' = 1/U_0 \text{ при } \eta^* = 0,$$

$$(22) \quad f' = 1 \text{ при } \eta^* \rightarrow \infty.$$

Система уравнений (8)–(19) решалась методом конечных разностей и итераций. Использовалась переменная сетка, сгущающаяся вблизи пластин. Первые и вторые производные аппроксимировались соответственно разностными отношениями

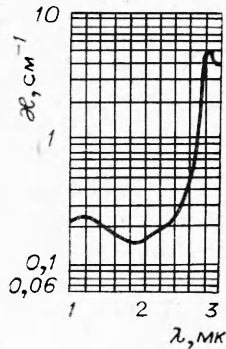
$$c_{\eta i} = (c_{i+1} - c_i)/h_i;$$

$$c_{\eta\eta, i} = (1/h_i)[(c_{i+1} - c_i)/h_i - (c_i - c_{i-1})/h_{i-1}],$$

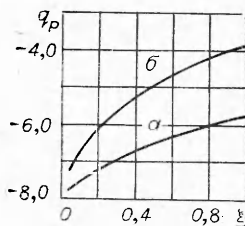
где

$$h_i = 0,5(h_i + h_{i-1}).$$

Параболические уравнения (11), (12) и граничные условия к ним (13)–(16) аппроксимировались двухслойной неявной разностной схемой. Полученные таким образом системы конечно-разностных уравнений на каждой итерации решались методом прогонки. Краевая задача (20)–(22) с помощью метода, предложенного в [7], сводилась к задаче Коши и решалась методом Рунге — Кутты.



Ф и г. 2



Ф и г. 3

Используемая при проведении расчета зависимость коэффициента объемного поглощения излучения жидкости от длины волны представлена на фиг. 2 и соответствует коэффициенту поглощения расплавленного оконного стекла [8]. Весь спектр разбивался на ряд интервалов $\Delta\lambda_i$ ($i = 1, 2, \dots, 6$), в каждом из которых коэффициент поглощения усреднялся по формуле

$$\kappa_{\text{ср}i} = \frac{1}{\Delta\lambda_i} \int_{\Delta\lambda_i} \kappa_{\lambda} d\lambda.$$

Результаты расчета температур и тепловых потоков для двух вариантов спектрального состава потока падающего излучения представлены на фиг. 3—5 (*a* — первый вариант, *b* — второй). Величины

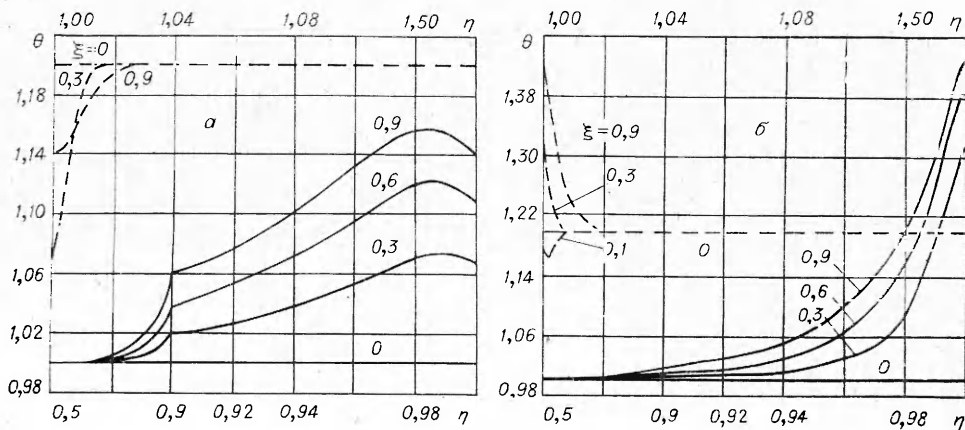
$$E_i = \int_{\Delta\lambda_i} (1 - r_{\lambda}) E_{\lambda, \text{пад}} d\lambda$$

для каждого варианта приведены в таблице (интегральная плотность пропущенного излучения $E = \sum_i E_i$ сохранялась неизменной). Остальные параметры имели следующие значения;

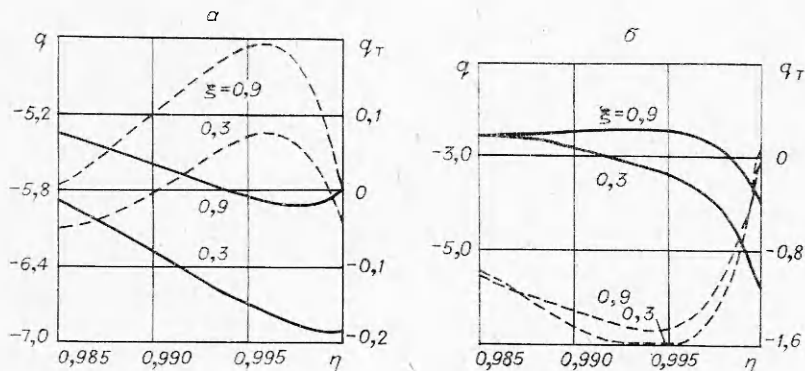
$$\begin{aligned} \text{Bo}_1 &= 350; \text{Bo}_2 = 36; \text{Iw}_1 = 10; \text{Iw}_2 = 307; \\ \text{Re} &= 1,0; \partial P / \partial \xi = -6,0; \text{Bi} = 1,5; T_0 = 1300 \text{ K}; \\ T_c &= 300 \text{ K}; d = 5,0 \text{ м/с}; U_0 = 10; \\ a &= 0,5 \text{ м}; l = 100 \text{ м}. \end{aligned}$$

Коэффициент преломления жидкости и степень черноты пластины считались не зависящими от длины волны и равными соответственно $n = 1,5$; $\varepsilon = 0,1$.

Обращает на себя внимание резкое уменьшение результирующего теплового потока на поверхности жидкости при смещении из коротковол-



Ф и г. 4



Ф и г. 5

новой в длинноволновую область спектра максимума энергии излучения, проникающего в жидкость (см. фиг. 3). Объясняется это следующим образом. Теплоотдача к жидкости зависит от соотношения двух потоков излучения: падающего извне и излучаемого самой жидкостью. В области больших длин волн жидкость сильно поглощает тепловое излучение, поэтому во втором варианте прогревается лишь тонкий поверхностный слой жидкости, температура которого быстро возрастает (см. фиг. 4, б, сплошные кривые). Поглощенная поверхностью энергия свободно переизлучается в газовую среду, и результирующий поток тепла уменьшается. В первом варианте происходит более равномерный прогрев жидкости (см. фиг. 4, а, сплошные кривые), так как в коротковолновой области спектра жидкость относительно прозрачна и тепловое излучение достигает глубинных слоев. Переизлучаемая ими энергия экранируется верхними слоями, что приводит к снижению выхода теплового излучения из жидкости и, следовательно, к увеличению теплоотдачи.

Таким образом, за счет изменения спектрального состава потока падающего излучения можно либо интенсифицировать теплоотдачу к жидкости, либо использовать ее в качестве радиационной завесы.

Отметим, что, хотя прогрев жидкости происходит сверху, температура на поверхности оказывается ниже, чем на некоторой глубине (см. фиг. 4, а, б). Подобный тонкий охлажденный слой обнаружен на поверхности океана и назван холодной пленкой [1]. В рассматриваемой физической модели на образование холодной пленки оказывают влияние потоки тепла, переносимые как излучением, так и молекулярной теплопроводностью (соответственно сплошные и штриховые кривые на фиг. 5, а, б). В первом варианте расчета в глубинных слоях жидкости поглощение лучистой энергии преобладает над ее излучением ($\partial q/\partial \eta < 0$, фиг. 5, а). Верхний слой жидкости свободно излучает тепловую энергию, и, начиная с некоторой температуры, излучение превышает поглощение (вблизи поверхности $\partial q/\partial \eta > 0$, фиг. 5, а). Указанное обстоятельство приводит к снижению температуры верхнего слоя жидкости по сравнению с температурой глубинных слоев. Дальнейший прогрев поверхности осуществ-

Волновой интервал, мк		1,0—1,2	1,2—2,0	2,0—2,4	2,4—2,65	2,65—2,8	2,8—3,0
E_i	Вариант 1	0,5	4,4	4,5	0,2	0,2	0,2
	Вариант 2	1,5	0,5	0,5	3,0	2,5	2,0

вляется лишь молекулярной теплопроводностью от нижележащих слоев жидкости и от газа (при приближении к поверхности величины q_T и $\partial q_T/\partial \eta$ меняют свой знак, фиг. 5, а). В результате кондуктивного отвода тепла к жидкости температура в пограничном слое газа становится ниже температуры невозмущенного газового потока (штриховые кривые на фиг. 4, а). Во втором варианте основная доля энергии падающего излучения поглощается тонким поверхностным слоем жидкости, температура которого растет и становится выше температуры набегающего газового потока.

В связи с этим начинается кондуктивный отвод тепла от жидкости к газу, что приводит к образованию холодной пленки. Изменение знака кондуктивной составляющей теплового потока вызывает образование в пограничном слое газа тепловых волн (штриховые кривые на фиг. 4, б). Глубинные слои жидкости, достигнув определенной температуры, начинают терять тепловую энергию излучением ($\partial q/\partial \eta > 0$, фиг. 5, б), и дальнейший их прогрев осуществляется кондуктивным подводом тепла от горячих поверхностных слоев.

Поступила 26 VI 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан — атмосфера. Л., Гидрометеоиздат, 1974.
2. Эбрамс М., Висканта Р. Влияние теплообмена излучением на процессы плавления и затвердевания полупрозрачных кристаллов.—«Теплопередача», 1974, № 2.
3. Мирский В. Н., Стулов В. П. Обтекание затупленного тела излучающим газом при наличии интенсивного испарения.—«Труды Ин-та механики МГУ», 1973, № 30.
4. Рубцов Н. А., Шварцбург А. М. Расчет влияния спектра излучения факела на теплопередачу в ванной стекловаренной печи.—«Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук», 1976, вып. 1.
5. Адрианов В. Н. Основы радиационного и сложного теплообмена. М., «Энергия», 1972.
6. Спэрроу Э. М., Сесс Р. Д. Теплообмен излучением. Л., «Энергия», 1971.
7. Мердас, Хеббор. Расчет ламинарного пограничного слоя на движущейся поверхности методом Мексина.—«Ракет. техн. и космонавтика», 1974, т. 12, № 5.
8. Gardon R. A Review of radiant heat transfer in glass.—«J. Amer. Ceram. Soc.», 1961, vol. 44, N 7.

УДК 536.4 22.

СУБЛИМАЦИЯ ЛЬДА ИЗ ЗАМОРОЖЕННЫХ СОЛЕВЫХ РАСТВОРОВ

Н. Ф. Богомолов, А. Э. Вольнец, В. К. Сафонов

(Москва)

Сублимационный метод сушки находит все большее распространение в различных областях науки и техники. Одной из новейших областей применения этого метода является, например, криохимический синтез неорганических материалов, в котором сублимационное обезвоживание выступает как основная стадия процесса. В результате сублимации льда из быстрозамороженных растворов солей получают порошки с распределением в них компонентов, близких к распределению в растворах.