падающего на тело i со стороны тела j: $H_{ij\,\text{пад}} = H_{j\,\text{эфф}}\Phi_{ij}$.

Для диатермичной среды, не испускающей, не поглощающей и не рассеивающей излучение, расчёт Л. т. в системе излучающих, поглощающих и отражающих поверхностей с заданной пост. темп-рой T_i при наличии упрощающих предположений, что поверхность является непрозрачной и её степень черноты равна поглощат. способности, сводится к линейной системе алгебраич. ур-ний:

$$H_{i\,\text{эфф}} - (1-\varepsilon_i)\sum_{j=1}^{N}\Phi_{ij}H_{j\,\text{эфф}} = \varepsilon_i\sigma T_i^4$$
$$(i=1,\ 2,\ \dots,\ N). \qquad (3)$$

Система, составленная из N ур-ний вида (3), может быть решена методами линейной алгебры. В результате получают значения плотности потоков полусферического эффективного излучения $H_{i\,\text{эфф}}$ для каждой поверхности.

Если темп-ра ограничивающих поверхностей переменна, то вместо системы алгебраич. ур-ний (3) пользуются линейным интегральным ур-нием Фредгольма:

$$H_{\text{эфф}}(\boldsymbol{r}_1) = \varepsilon(\boldsymbol{r}_1)\,\sigma T^4(\boldsymbol{r}_1) + [1-\varepsilon(\boldsymbol{r}_1)]\int H_{\text{эфф}}(\boldsymbol{r}_2)\,\frac{\cos\theta_1\cos\theta_2}{\pi l_{12}^2}\,dA_2,$$

где $\boldsymbol{r}_1$ — радиус-вектор рассматриваемой точки поверхности, а $\boldsymbol{r}_2$ — радиус-вектор текущей точки при интегрировании по всем ограничивающим поверхностям.

Если оптич. свойства поверхностей имеют селективный характер, т. е. зависят от длины волны излучения, ур-ния (3) разрешаются относительно монохроматич. (спектральных) потоков излучения для разл. спектральных интервалов, после чего соответствующие интегральные характеристики получают интегрированием по спектру. Наиб. трудности вызывает учёт отступлений от закона Ламберта для излучат. и отражат. свойств поверхностей. При наличии в системе плоских поверхностей с зеркальными свойствами вводят т. н. разрешающие (или зеркальные) угл. коэф., характеризующие перенос излучения в системе с учётом зеркальных отражений. В общем случае произвольных индикатрис для степени черноты и отражат. способности поверхностей учитывают перенос излучения в системе по всевозможным направлениям методом статистич. испытаний (метод Монте-Карло).

Учёт переноса излучения в системе излучающих поверхностей необходим и в случае, когда среда не является диатермичной. При этом также можно использовать приближённый подход, основанный на введении разрешающих угловых коэф., учитывающих поглощение излучения в объёме между поверхностями.

Расчёт Л. т. между излучающими, поглощающими и рассеивающими средами и поверхностями основан на решении интегродифференц. ур-ния переноса излучения (1), к-рое в отсутствие рассеяния сводится к дифференц. ур-нию (2). При этом важную роль играет селективный (т. е. зависящий от длины волны) характер излучения газов при высоких темп-рах. Строгий расчёт Л. т. в этой ситуации вызывает значит. трудности. Широкое распространение получили приближённые методы. При этом определяющим фактором является *оптическая толщина* τ_λ среды, к-рая равна отношению характерного размера L излучающего объёма V к ср. длине свободного пробега излучения $1/\varkappa_\lambda$: $\tau_\lambda = L\varkappa_\lambda$. Безразмерную оптич. толщину τ_λ наз. также числом Бугера: $Bu = L\varkappa_\lambda$.

Если $\tau \ll 1$ (оптически тонкий слой), то можно пренебречь ослаблением излучения в объёме. При этом для расчёта интегрального потока излучения вводят ср. коэф. излучения по Планку:

$$\varkappa_P = \frac{\int_0^\infty \varkappa_\lambda E_{\lambda_0}\,d\lambda}{\int_0^\infty E_{\lambda_0}\,d\lambda} = \frac{1}{E_0}\int_0^\infty \varkappa_\lambda E_{\lambda_0}\,d\lambda.$$

В случае $\tau_\lambda \gg 1$ (оптически толстый слой) используют приближение лучистой теплопроводности, или диффузионное приближение, при этом плотность потока полусферич. излучения пропорц. градиенту темп-ры, причём коэф. лучистой теплопроводности равен $\lambda_R = (16/3)(\sigma T^3/\varkappa_R)$, где

$$\varkappa_R = \int_0^\infty \frac{\partial E_{\lambda_0}}{\partial T}\,d\lambda \Big/ \int_0^\infty \frac{1}{\varkappa_\lambda}\,\frac{\partial E_{\lambda_0}}{\partial T}\,d\lambda$$

— ср. коэф. поглощения по Росселанду (S. Rosseland). При совместном действии Л. т., теплопроводности и конвективного теплообмена (сложный теплообмен) относит. вклад разл. видов теплообмена характеризуют критериями подобия. Радиац. число Био $Bi_\text{р} = \sigma T^3 L/\lambda$ пропорц. отношению коэффициентов лучистой λ_R и молекулярной λ теплопроводностей. Число Больцмана $Bo = \rho u c_p/\sigma T^3$ (ρ — плотность, u — скорость потока жидкости или газа, c_p — уд. теплоёмкость при пост. давлении) характеризует отношение плотностей конвективного и лучистого тепловых потоков.

Л. т. определяет такие природные явления, как заморозки на почве и *парниковый эффект* атмосфер Земли и Венеры; с Л. т. связаны астрофиз. процессы, протекающие в атмосферах планет и звёзд. Важную роль играет Л. т. в ядерных реакторах, топках паровых котлов, камерах сгорания авиационных и ракетных двигателей, в электрич. дугах; Л. т. определяет тепловой режим космич. аппаратов в открытом космосе и тепловые нагрузки при входе спускаемых аппаратов в атмосферу планет со скоростями, превышающими вторую космическую. Законы Л. т. используют при определении яркостной и цветовой темп-р тел и пламён, измерении лучистых тепловых потоков (радиометры), поглощат. способности тел и др.

Лит.: Кутателадзе С. С., Основы теории теплообмена, 5 изд., М., 1979; Бай Ши-и, Динамика излучающего газа, пер. с англ., М., 1968; Спэрроу Э. М., Сесс Р. Д., Теплообмен излучением, пер. с англ., Л., 1970; Мучник Г. Ф., Рубашов И. Б., Методы теории теплообмена, [ч. 2] — Тепловое излучение, М., 1974; Зигель Р., Хауэлл Дж., Теплообмен излучением, пер. с англ., М., 1975; Оцисик М. Н., Сложный теплообмен, пер. с англ., М., 1976; Блох А. Г., Теплообмен в топках паровых котлов, Л., 1984; Рубцов Н. А., Теплообмен излучением в сплошных средах, Новосиб., 1984.

Н. А. Анфимов.

ЛЬЕНА́РА — ВИ́ХЕРТА ПОТЕНЦИА́ЛЫ — скалярный и векторный *запаздывающие потенциалы*, определяющие эл.-магн. поле, создаваемое произвольно движущимся в вакууме зарядом. Найдены А. Льенаром (A. Liénard, 1898) и Э. Вихертом (E. Wiechert, 1900). Л.—В. п. в точке $\boldsymbol{r}$ в момент наблюдения t определяются след. ф-лами:

$$\varphi = \frac{e}{R - \boldsymbol{vR}/c}, \quad \boldsymbol{A} = \frac{e\boldsymbol{v}/c}{R - \boldsymbol{vR}/c},$$

где e — величина заряда, $\boldsymbol{R} = \boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}'$ — вектор, проведённый в точку наблюдения $\boldsymbol{r}$ из точки местонахождения заряда $\boldsymbol{r}'$ в нек-рый момент времени

$$t' = t - R(t')/c,$$

$\boldsymbol{v}$ — скорость заряда в момент времени t'. Выражения для Л.—В. п. могут быть записаны в 4-мерной релятивистски ковариантной форме:

$$A^i = eu^i/R_k u^k,$$

где u^i — 4-вектор скорости заряда с компонентами $(c/\sqrt{1-v^2/c^2},\ \boldsymbol{v}/\sqrt{1-v^2/c^2})$; R_k — 4-вектор с компонен-