

Fundamentals of Heat and Mass Transfer, 8th edition

by T.L. Bergman, A.S. Lavine, F.P. Incropera, and D.P. Dewitt · Language: FR

Summary by booksummaryai.com —

<https://booksummaryai.com/country/fr/fundamentals-of-heat-and-mass-transfer-8th-edition-resume>

Summary

En 60 secondes

La chaleur se propage de trois façons : conduction, convection, rayonnement. Ce livre transforme chacune en équation de flux et en résistance, puis les assemble en circuits thermiques que vous résolvez comme des réseaux électriques. Vous avancez d'un mur plan vers les ailettes, les couches limites, les courbes d'ébullition, les échangeurs de chaleur et l'algèbre des facteurs de forme, jusqu'à la diffusion de masse. En chemin, vous apprenez quand l'approximation en système lumped tient, quand la turbulence démarre, et pourquoi l'isolation peut parfois augmenter les pertes thermiques.

Pourquoi le lire

Si vous concevez quoi que ce soit qui chauffe ou refroidit — électronique, bâtiments, moteurs, échangeurs de chaleur — c'est la référence standard. Il enseigne une discipline : estimer le nombre de Biot avant de faire confiance à un raccourci, vérifier le nombre de Reynolds avant de choisir une corrélation, tracer le circuit thermique avant de calculer. Les ingénieurs le gardent sur l'étagère pour les tables de propriétés et les corrélations à elles seules. Idéal pour les étudiants en génie mécanique et en génie chimique ainsi que pour les concepteurs en exercice.

Les idées clés

La chaleur traverse les résistances, exactement comme le courant

Ouvrez le chapitre 1 et on vous remet toute la partie en miniature : un mur composite à couches (brique, isolant, plâtre). Chaque couche résiste différemment à la chaleur, et au lieu de vous battre avec des équations couplées, vous dessinez un circuit thermique — résistance de conduction $R = L/kA$ et résistance de convection $R = 1/hA$ — et vous lisez le flux de chaleur comme un courant à travers une résistance. Les équations de débit viennent d'abord : la loi de Fourier $q'' = -k dT/dx$ pour la conduction, la loi de refroidissement de Newton $q'' = h(T_s - T)$ pour la convection, où h englobe tous les effets influençant la convection. Puis la première loi boucle la boucle : le taux de stockage d'énergie dans un volume de contrôle égale le taux d'énergie entrante moins le taux d'énergie sortante plus le taux de génération d'énergie.

L'analogie électrique est la clé maîtresse du livre. Une fois qu'un mur, une ailette ou une enveloppe de four devient un réseau de résistances, les problèmes multimodes compliqués s'effondrent en arithmétique de séries et de parallèles que vous pouvez faire sur une serviette. La surprise est la quantité de physique cachée dans h — ce n'est pas une propriété du fluide mais un résumé de tout ce qui se passe dans la couche limite. Et le bilan d'énergie sur volume de contrôle, $\text{stockage} = \text{entrée} - \text{sortie} + \text{génération}$, est le squelette sur lequel chaque chapitre ultérieur accroche ses équations.

À essayer: Esquissez un circuit thermique pour le mur de la pièce où vous êtes : convection à l'extérieur, conduction à travers chaque couche, convection à l'intérieur, et estimez quelle résistance domine.

Le cuivre conduit 15 000 fois mieux que l'air

À 300 K, les tables de propriétés racontent une histoire dramatique : le cuivre pur transporte la chaleur à environ $400 \text{ W/m}\cdot\text{K}$ ($401 \text{ W/m}\cdot\text{K}$), l'aluminium à 237, l'acier à 14,9, le verre à 1,4, et l'air à 0,026 à peine perceptible. Le livre explique le mécanisme : la conductivité thermique provient des vibrations du réseau (phonons) et du transport par électrons libres dans les métaux.

Choisir un matériau, c'est souvent choisir carrément votre taux de transfert de chaleur.

À essayer: Cherchez les valeurs de k de deux matériaux dans votre cuisine — une casserole en métal et sa poignée en plastique — et calculez le rapport des résistances.

L'équation de diffusion de la chaleur, dans tous les systèmes de coordonnées

Le chapitre 2 construit la machinerie : appliquez le bilan d'énergie à un volume de contrôle différentiel et en sort l'équation de diffusion de la chaleur en coordonnées cartésiennes, $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\dot{q}}{k} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t}$, pour un matériau homogène et isotrope à k constant. Ici $\dot{q}$ est la génération de chaleur volumique et $\alpha = k/\rho c_p$ est la diffusivité thermique. Le chapitre traduit ensuite la même physique en formes cylindrique et sphérique, car les tuyaux et les sphères ne se soucient pas de votre biais cartésien.

La diffusivité thermique est le rapport entre la chaleur conduite et la chaleur stockée.

À essayer: Calculez $\alpha = k/\rho c_p$ pour le cuivre et pour le verre et notez combien plus vite les changements de température voyagent à travers le métal.

Résistance radiale et l'isolant qui se retourne contre vous

Le chapitre 3 commence docile — le mur plan sans génération, $R = L/k$, le coefficient global U , les composites en série et en parallèle — puis devient rond. Pour un cylindre creux, la résistance devient $\ln(r_2/r_1)/(2\pi kL)$; pour une sphère creuse, $(1/r_1 - 1/r_2)/(4\pi k)$. Puis le piège : ajoutez de l'isolant à un cylindre et la résistance de conduction croît, mais la surface extérieure croît aussi, réduisant la résistance de convection. En dessous du rayon critique $r_{\text{crit}} = k_{\text{ins}}/h$, ajouter de l'isolant augmente en fait le transfert de chaleur. Le chapitre résout aussi le mur avec génération

uniforme, où le profil parabolique $T(x) = qL^2/(2k)(1 - x^2/L^2) + T_s$ culmine à l'axe central, $T_{\max} = T_s + qL^2/(2k)$.

La résistance dépend de la géométrie, pas seulement du matériau.

À essayer: Pour un fil électrique de 5 mm de diamètre, estimez R_{crit} avec un isolant en caoutchouc et vérifiez si vous êtes en dessous.

Les ailettes : l'aire contre la résistance

Une longue tige de diamètre D sort d'une base à T_b dans de l'air à T . La chaleur conduit le long de la tige tout en fuyant par les côtés, et l'équation d'ailette capture ce duel. Pour une ailette infiniment longue, la solution décroît exponentiellement, $\theta/\theta_b = e^{(-mx)}$, avec $m = (hP/kAc)$, et le flux de chaleur est $q_f = (hPkAc)(T_b - T)$. Comme les vraies ailettes ont une fin, le livre définit l'efficacité d'ailette η_f et l'effectivité d'ailette ϵ_f pour juger si une ailette mérite son métal.

Les ailettes échangent l'aire de surface ajoutée contre la température de pointe qui chute.

À essayer: Sentez la chute de température le long d'une cuillère en métal laissée dans une soupe chaude ; la pointe reste fraîche parce que la solution d'ailette décroît exponentiellement.

Séparation des variables et le raccourci du facteur de forme

La conduction bidimensionnelle devient sérieuse au chapitre 4. Pour une plaque rectangulaire avec des températures aux limites prescrites, la séparation des variables donne une distribution de température écrite comme une série infinie de fonctions sinus — élégante, exacte, laborieuse. Puis la porte de sortie : pour les corps multidimensionnels, les facteurs de forme de conduction réduisent tout à $q = Sk(T_1 - T_2)$. Les tables donnent S pour les géométries standard, comme une sphère isotherme enfouie dans un milieu semi-infini, $S = 4\pi r$, ou un cylindre isotherme horizontal de longueur L enfoui de la même manière.

Le facteur de forme absorbe le champ bidimensionnel dans un seul nombre dépendant de la géométrie.

À essayer: Estimez la perte de chaleur d'un réservoir sphérique enterré en utilisant $S = 4\pi r$ avant de chercher quoi que ce soit d'autre.

Capacité localisée : quand un corps n'a qu'une seule température

On plonge une pièce chaude dans de l'air frais et le chapitre 5 pose la première question : l'intérieur compte-t-il ? Si le nombre de Biot $Bi = hL_c/k$ est inférieur à environ 0,1, la conduction interne l'emporte sur la convection externe, et tout le corps se refroidit comme une température unique, suivant $\theta/\theta_i = \exp(-Bi \cdot Fo)$, avec $Fo = \alpha t/L_c^2$ le nombre de Fourier — de manière équivalente $(T - T_\infty)/(T_i - T_\infty) = \exp(-t/\tau)$ avec la constante de temps $\tau = (\rho V c)/(h A_s)$. Quand Bi est plus grand, les gradients internes sont réels, et les diagrammes de Heisler — aujourd'hui souvent remplacés par des outils de calcul — fournissent des solutions graphiques pour le mur plan, le cylindre infini et la sphère.

Le nombre de Biot décide si votre problème est de l'algèbre ou des équations aux dérivées partielles.

À essayer: Estimez Bi pour un poulet rôti ($h = 15 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$, $L_c = 0,05 \text{ m}$) et décidez si la méthode localisée vous mentirait.

Couches limites : là où la convection se produit réellement

Le chapitre 6 zoome sur le film mince où tout se joue. L'air s'écoule sur une plaque ; la vitesse monte de zéro à la paroi à $0,99u$ au bord de la couche limite dynamique d'épaisseur δ , tandis qu'une couche limite thermique d'épaisseur δ_t croît à ses côtés, leur rapport étant fixé par le nombre de Prandtl $Pr = \nu/\alpha$. Le coefficient de convection est lié au gradient de température à la surface : $h = -k_f (T/y)|_{y=0} / (T_s - T)$. La distribution des personnages adimensionnels apparaît : nombre de Reynolds $Re = \rho u L / \mu$, nombre de Prandtl Pr , nombre de Nusselt $Nu = hL/k_f$, nombre de Grashof pour la poussée d'Archimède, nombre de Stanton $St = h/(\rho V c_p)$. À 300 K, l'air a $Pr = 0,71$, l'eau 5,83, l'huile moteur 6 400.

Le nombre de Prandtl compare la diffusion de quantité de mouvement à la diffusion thermique.

À essayer: Soufflez sur votre main lentement, puis vite : vous modifiez Re et amincissez la couche limite, c'est pourquoi l'air plus rapide semble plus frais.

Blasius, transition et plaque plane

Pour un écoulement laminaire sur une plaque plane, la solution de Blasius donne l'épaisseur de la couche limite $\delta = 5x/\text{Re}_x$ et le coefficient de frottement local $C_{f,x} = 0,664/\text{Re}_x$. La chaleur suit : le nombre de Nusselt local $Nu_x = 0,332 \text{Re}_x^{1/2} Pr^{1/3}$ pour $Pr > 0,6$. Puis l'écoulement devient turbulent — autour d'un nombre de Reynolds critique proche de 5×10^5 — et la turbulence réécrit les règles : $Nu_x = 0,0296 \text{Re}_x^{0,8} Pr^{1/3}$. Remarquez l'exposant : 0,5 devient 0,8, et le transfert de chaleur grimpe beaucoup plus vite avec la vitesse.

La transition à $Re = 5 \times 10^5$ change la loi du transfert de chaleur de part et d'autre.

À essayer: Calculez h pour de l'air à 5 m/s sur une plaque de 1 m en supposant laminaire, puis turbulent, et voyez la pénalité de se tromper de régime.

Cylindres, sphères et nappes de tubes

Le chapitre 7 est le catalogue des corrélations pour l'écoulement externe. Écoulement croisé autour d'un cylindre : la corrélation de Churchill-Bernstein pour le nombre de Nusselt moyen, valable pour $Re_D Pr > 0,2$. Écoulement autour d'une sphère : la corrélation de Whitaker, $Nu_D = 2 + (0,4 Re_D^{1/2} + 0,06 Re_D^{2/3}) Pr^{0,4} (\mu/\mu_s)^{1/4}$, valable pour $0,71 < Pr < 380$ et $3,5 < Re_D < 7,6 \times 10^4$. Puis des ensembles entiers : des nappes de tubes en écoulement croisé, traitées par les corrélations de Grimison et de Zukauskas avec des facteurs de correction pour le nombre de rangées de tubes et selon que la nappe est alignée ou en quinconce.

Chaque corrélation est un contrat avec son domaine de validité.

À essayer: Prenez une corrélation que vous utilisez au travail et lisez son domaine de validité ; vérifiez si votre dernière application y correspondait réellement.

Tuyaux, longueurs d'entrée et Dittus-Boelter

Dans un tube, l'écoulement a besoin de piste. « Pleinement développé » signifie que le profil de vitesse cesse de varier avec la position axiale x ; en régime laminaire, les longueurs d'entrée hydrodynamique et thermique suivent $x_e/d = 0,05 \text{ ReD}$, tandis qu'en régime turbulent l'écoulement s'établit après environ $x_e/d = 10$ diamètres. Pour le cheval de trait turbulent, le livre vous tend Dittus-Boelter : $\text{NuD} = 0,023 \text{ ReD}^{4/5} \text{ Pr}^n$, avec $n = 0,4$ en chauffage et $n = 0,3$ en refroidissement, valable pour $0,6 < \text{Pr} < 160$ et $\text{ReD} > 10\,000$.

La longueur d'entrée détermine si votre tube est pleinement développé.

À essayer: Pour un tuyau de 2 cm parcouru par de l'eau à $\text{Re} = 2\,000$, calculez la longueur d'entrée laminaire et voyez si votre échangeur est seulement pleinement développé.

La poussée d'Archimède fait office de pompe : la convection naturelle

Pas de ventilateur, pas de pompe — juste une plaque verticale chaude qui réchauffe l'air qui la borde, jusqu'à ce que la poussée d'Archimède prenne le relais. Le nombre de Grashof $\text{GrL} = g\beta(T_s - T)L^3/\nu^2$ mesure la force motrice, et $\text{Ra} = \text{Gr}\cdot\text{Pr}$ fixe le régime : pour $10^4 < \text{RaL} < 10^9$, la corrélation laminaire est $\text{NuL} = 0,59 \text{ RaL}^{1/4}$, tandis que la corrélation de Churchill-Chu reste valable pour tout RaL . Le chapitre s'introduit aussi dans les enceintes — la lame d'air d'un double vitrage, où, pour les petits espaces, le nombre de Nusselt reste proche de 1 — et cite la corrélation de Globe et Dropkin pour une enceinte horizontale entre deux plaques.

Le nombre de Rayleigh décide du régime laminaire ou turbulent en convection naturelle.

À essayer: Tenez votre main à quelques centimètres au-dessus d'un radiateur, puis à côté : au-dessus, l'ascendance est forte ; à côté, le régime de la plaque verticale est plus faible.

La courbe d'ébullition et son précipice

Augmentez le feu sous une casserole d'eau, et le récit se déroule sur la courbe de Nukiyama — densité de flux thermique en fonction de la surchauffe $\Delta T_e = T_s - T_{\text{sat}}$. D'abord la convection naturelle, puis l'ébullition nucléée où les bulles brassent la surface et où le flux thermique s'envole, puis la densité de flux critique marquant le départ de l'ébullition nucléée, puis les régimes dangereux de transition et d'ébullition en film où la vapeur enveloppe la surface. La corrélation de Rohsenow traite l'ébullition nucléée en bassin. De l'autre côté du chapitre, la condensation en film sur une plaque verticale reçoit la théorie classique de Nusselt, $\text{NuL} = 0,943 [\rho_l g h_{fg} L^3 / (\mu_l k_l (T_{\text{sat}} - T_s))]^{1/4}$, plus un nombre de Reynolds pour le film de condensat.

La densité de flux critique marque le départ de l'ébullition nucléée.

À essayer: Observez une casserole sur le feu : le passage des bulles paisibles à l'ébullition nucléée vigoureuse, c'est vous qui progressez le long de la courbe d'ébullition vers le flux

critique.

DTML et efficacité-NTU : dimensionner et vérifier les échangeurs

Deux fluides, une paroi métallique, un service industriel sans fin. Le chapitre 11 classe les échangeurs en co-courant, contre-courant et cross-flow, puis propose deux machines à calculer. La méthode DTML définit $\Delta T_{lm} = (\Delta T_1 - \Delta T_2) / \ln(\Delta T_1 / \Delta T_2)$ pour les cas de co-courant et de contre-courant, avec un facteur de correction F pour les configurations multi-passes et à courants croisés. La méthode efficacité-NTU retourne la logique : $\varepsilon = q/q_{max}$ et $NTU = UA/C_{min}$, avec des relations d'efficacité pour les géométries à co-courant, à contre-courant et à faisceau et calandre. Et parce que les surfaces réelles s'encrassent, le livre tabule des facteurs d'encrassement — résistances supplémentaires dues aux dépôts — pour divers fluides.

La DTML dimensionne un échangeur quand les deux températures de sortie sont connues ; efficacité-NTU prédit la performance quand elles ne le sont pas.

À essayer: Pour le radiateur de votre voiture, esquissez si le liquide de refroidissement et l'air s'écoulent plutôt en parallèle ou en travers l'un de l'autre, et où siège la résistance thermique.

Corps noirs, surfaces grises et température du ciel

Le rayonnement a son chapitre et sa physique propres. Le corps noir émet selon la distribution spectrale de Planck, résumée par la loi du déplacement de Wien $\lambda_{max} T = 2897,8 \mu m \cdot K$ et la loi de Stefan-Boltzmann $E = \sigma T^4$. Les surfaces réelles restent en deçà, caractérisées par les émissivités spectrale et hémisphérique ε_λ et ε ; une surface grise garde ε indépendant de la longueur d'onde, et la loi de Kirchhoff lie absorption et émission : $\alpha_\lambda = \varepsilon_\lambda$ à l'équilibre thermodynamique. Puis l'atmosphère entre en scène : la constante solaire $S = 1367 \text{ W/m}^2$, une température effective du ciel T_{sky} pour modéliser le rayonnement atmosphérique, et des capteurs plans dont l'absorptivité décide de la part de soleil qu'ils retiennent.

La loi de Kirchhoff lie absorption et émission à chaque longueur d'onde.

À essayer: Par une nuit claire, comparez la froideur d'une rampe métallique et celle du gazon — l'échange radiatif avec une température effective du ciel froide à l'œuvre.

Facteurs de forme et réseau de rayonnement

Deux surfaces se font face ; le facteur de forme F_{ij} est la fraction du rayonnement quittant i qui atteint j. Le chapitre 13 construit l'algèbre : la relation de réciprocité $A_i F_{ij} = A_j F_{ji}$, la règle de sommation, et des astuces comme la méthode des cordes croisées pour les géométries bidimensionnelles. Pour les surfaces noires, les radiosités suivent l'échange ; pour les surfaces diffuses grises dans une enceinte, la méthode du réseau d'Oppenheim définit une résistance de surface $(1-\varepsilon_i)/(\varepsilon_i A_i)$ et une résistance d'espace $1/(A_i F_{ij})$, et vous résolvez le rayonnement comme un circuit. L'enceinte à deux surfaces s'ensuit : $q_{12} = \sigma(T_1^4 - T_2^4) / [(1-\varepsilon_1)/(\varepsilon_1 A_1) + 1/(A_1 F_{12}) + (1-\varepsilon_2)/(\varepsilon_2 A_2)]$, et un écran de rayonnement réduit fortement le transfert net.

L'enceinte à deux surfaces se réduit à trois résistances en série : surface, espace, surface.

À essayer: Enveloppez une tasse de boisson chaude dans du papier d'aluminium brillant : vous augmentez sa résistance de surface $(1-\epsilon)/\epsilon A$ et ralentissez la perte radiative.

Le transfert de masse : le jumeau de l'équation de la chaleur

Le dernier chapitre remplace la température par la concentration et rejoue tout le livre. La loi de Fick de la diffusion pour un mélange binaire rend le flux d'espèce proportionnel au gradient de concentration, $j''_A = -DAB \, dCA/dx$ (ou sous forme molaire), avec DAB le coefficient de diffusion binaire en m^2/s . L'équation de conservation des espèces reflète l'équation de la chaleur sous formes stationnaire et transitoire, résolue pour la diffusion à travers une paroi plane et une membrane. Les analogies reçoivent des noms : le nombre de Sherwood $Sh = hm \, L/DAB$ joue le rôle de Nusselt, le nombre de Schmidt $Sc = \nu/DAB$ celui de Prandtl, et l'évaporation de l'eau dans l'air devient un cas traité.

Les outils du transfert de chaleur se transfèrent au transfert de masse par un dictionnaire de substitutions.

À essayer: Notez comment une flaque s'évapore plus vite un jour de vent — vous augmentez le coefficient de transfert de masse hm , le cadeau du nombre de Sh .

Les annexes : des tableaux qui justifient la place du livre sur l'étagère

Derrière la théorie se trouve la machinerie. L'annexe A tabule les propriétés thermophysiques : solides métalliques comme l'aluminium, le cuivre et le fer ; solides non métalliques comme la brique, le verre et le bois ; liquides courants ; et gaz à la pression atmosphérique — chacun avec la masse volumique, la chaleur spécifique, la conductivité thermique et la viscosité à diverses températures. L'annexe B fournit les mathématiques dont les solutions dépendent : la fonction d'erreur et son complément, les fonctions de Bessel pour les problèmes en coordonnées cylindriques, et les racines des équations transcendantes qui apparaissent dans les solutions en séries pour la conduction transitoire.

Les tableaux de propriétés et les fonctions mathématiques sont la machinerie derrière les chapitres.

À essayer: Marquez d'un signet le tableau de propriétés du matériau avec lequel vous travaillez le plus ; vous l'utiliserez plus que toute équation du livre.

Les meilleures citations

- " $q = -k \, dT/dx$ " - Loi de Fourier, telle qu'énoncée au chapitre 1
- " $q = h(T_s - T)$ " - Loi de refroidissement de Newton, telle qu'énoncée au chapitre 1
- " $\theta/\theta_b = e^{(-mx)}$ " - Solution d'ailette, telle qu'énoncée au chapitre 3
- " $\alpha\lambda = \epsilon\lambda$ " - Loi de Kirchhoff, telle qu'énoncée au chapitre 12

Limites

Le livre est d'abord une référence et ensuite un récit : les démonstrations sont condensées, et beaucoup de résultats arrivent sous forme de corrélations à accepter plutôt que d'histoires à suivre. Son traitement s'appuie sur les méthodes graphiques classiques — les diagrammes de Heisler sont présentés alors même que le texte concède que les outils de calcul les ont largement remplacés. Les propriétés radiatives et les corrélations de convection sont dispersées sur des domaines de validité qui exigent une vérification attentive. Les lecteurs en quête de CFD moderne, de transfert thermique à micro-échelle ou d'études de cas sur le refroidissement de l'électronique devront se tourner vers des compléments. Et la densité des symboles peut submerger une première lecture sans la structure d'un cours.

En une phrase

Tout problème de transfert de chaleur est un circuit de résistances — conduction, convection, rayonnement — et une fois que vous l'avez tracé, la solution n'est plus que de l'arithmétique.

Pour qui

Les étudiants en génie mécanique et en génie chimique suivant un cours de transfert thermique, et les ingénieurs en exercice qui dimensionnent des échangeurs, de l'isolation ou des systèmes de refroidissement. Également parfait pour quiconque prépare les examens FE/PE et veut regrouper corrélations et tables de propriétés en un seul endroit.