Werk

Titel: Thermodynamik

Ort: Berlin

Jahr: 1943

PURL: https://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?245319514_0028|log18

Kontakt/Contact

Digizeitschriften e.V.
SUB Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen

info@digizeitschriften.de

als tragender Faden angesehen wird (was mit den Voraussetzungen der Theorie nicht ganz in Einklang zu bringen ist) und die Schiebeseitenkraft des schräg angeblasenen Rumpfes ohne Tragwerk in einer von H. Multhopp (Luftfahrtforschg. **18**, 52) vorgeschlagenen Weise berücksichtigt wird. *W. Mangler* (Göttingen).

● **Müller, Wilhelm: Einführung in die Mechanik des Fluges. 2., neubearb. Aufl.** Leipzig: Dr. Max Jänecke Verlagsbuchhandl. 1942. V, 146 S. u. 76 Abb. RM. 3.80.

Unter Wahrung des Charakters einer Einführung in die Flugmechanik, die deren Grundzüge mit einfachen mathematischen Mitteln darstellen will, öffnet die zweite, erweiterte Auflage des vorliegenden Büchleins doch zugleich den Ausblick auch auf schwierigere dynamische Fragen. Die aeromechanischen Grundlagen (Tragflügel- und Propellertheorie) werden im 1. Abschnitt kurz dargelegt. Der 2. behandelt stationäre und angenähert stationäre Bewegungen; er ist um einen Absatz über den dynamischen Segelflug erweitert. Einige beschleunigte Längsbewegungen, Abfangen, Sturzflug, Start und Landung werden im 3. Abschnitt behandelt, dem Abschnitte über statische und dynamische Längsstabilität folgen. Der Schlußabschnitt befaßt sich mit den Seitenbewegungen des Flugzeugs, Kurvenflug, Spiralflug, Trudeln. — Konstruktive Wege der Schaffung von Spezialflugzeugen oder zur Stabilisierung werden gestreift. Die Formeln sind durch Beispielrechnungen anschaulich gemacht. *P. Jordan.*

Thermodynamik:

Mache, Heinrich: Zustandsgleichung und zweiter Hauptsatz. S.-B. Akad. Wiss. Wien IIa **151**, 81—87 (1942).

Schreibt man die Zustandsgleichung $p = \varphi(v, T)$ in der Gestalt

$$p + \Phi(v, T) = T \cdot \Gamma(v, T),$$

so folgt zunächst durch partielle Differentiation nach T

$$(\partial p/\partial T)_v + (\partial \Phi/\partial T)_v = T(\partial \Gamma/\partial T)_v + \Gamma.$$

Im Falle, daß die Beziehung $(\partial \Phi/\partial T)_v = T(\partial \Gamma/\partial T)_v$ besteht, ist daher $\Gamma = (\partial p/\partial T)_v$. Wenn man experimentell nachweisen kann, daß $\Phi(v, T)$ den Kohäsionsdruck $(\partial u/\partial v)_T$ darstellt, so geht die Zustandsgleichung $p + \Phi = T \cdot \Gamma$ in die Grundgleichung des II. Hauptsatzes $p + (\partial u/\partial v)_T = T(\partial p/\partial T)_v$ (*) über unter der Voraussetzung, daß $(\partial \Phi/\partial T)_v = T(\partial \Gamma/\partial T)_v$ also nach obigem $\Gamma = (\partial p/\partial T)_v$ ist. [Der Satz vom ausgeschlossenen Perpetuum mobile II. Art wird somit hier durch die beiden Beziehungen $\Phi = (\partial u/\partial v)_T$ und $(\partial \Phi/\partial T)_v = T(\partial \Gamma/\partial T)_v$ zum Ausdruck gebracht. Die weitere Gleichung des II. H. S. $(\partial c_v/\partial v)_T = T^2(\partial^2 p/\partial T^2)$ folgt unmittelbar durch Differentiation aus dem Hauptsatz (*). Anm. d. Ref.] Die Gestalt der Zustandsgleichung, in welcher Φ und Γ diesen Bedingungen genügen, nennt Verf. „Normalform". Man erhält sie auf Grund der Fundamentalgleichung (*) unmittelbar, indem man zur Zustandsgleichung $p - \varphi(v, T) = 0$ beiderseits $T\left(\frac{\partial \varphi}{\partial T}\right)_v$ addiert: $p + T\left(\frac{\partial \varphi}{\partial T}\right)_v - \varphi(v, T) = T\left(\frac{\partial \varphi}{\partial T}\right)_v$ oder $p + \Phi(v, T) = T \cdot \Gamma(v, T)$ mit $\Phi = T\left(\frac{\partial \varphi}{\partial T}\right)_v - \varphi(v, T)$ und $\Gamma = (\partial \varphi/\partial T)_v$. Es ist dann nach (*) $\Phi = (\partial u/\partial v)_T$ und $(\partial \Phi/\partial T)_v = T(\partial \Gamma/\partial T)_v$. Wenn man von einer Gestalt $p + f(v, T) = Tg(v, T)$ der Zustandsgleichung ausgeht, erhält man für die Funktionen Φ und Γ durch Einsetzen der Zustandsgleichung $\varphi = -f + Tg$ in die obigen Ausdrücke unmittelbar $\Phi = f + \alpha \cdot T$ und $\Gamma = g + \alpha$ mit $\alpha = T\left(\frac{\partial g}{\partial T}\right)_v - \frac{\partial f}{\partial T}$.

W. Glaser (Prag).

Laštovka, Zd.: Aufheizen und Abkühlen von Räumen bei zeitlich unterbrochenem Heizbetrieb. Forsch. Ing.-Wes. **13**, 255—269 (1942).

1. Eine Wand aus Ziegelsteinen hat $\lambda = 0{,}75 \frac{\text{kcal}}{\text{m h Grad}}$, $c = 0{,}22 \frac{\text{kcal}}{\text{kg Grad}}$, $\gamma = 1705 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ und die Dicke $s = 0{,}5$ m. Die Anfangstemperatur und die Temperatur der Außenluft sind 0°. Auf der Innenseite ist die Dichte des eintretenden Wärme-

flusses konstant. Auf der Außenseite ist $\alpha = 20 \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2\,\text{h Grad}}$. Die Temperatur wird berechnet, wobei die Ausgleichstemperatur durch die 4. Teilsumme ersetzt und der Rest nicht abgeschätzt wird. 2. Keine Wärmequelle entwickelt ihre volle Leistung unmittelbar, nachdem sie in Betrieb gesetzt ist. Am häufigsten verläuft die Dichte des eintretenden Wärmeflusses nach der Funktion $q(1 - e^{-a\nu^2 t})$. Als das zum veränderlichen Störungssummanden $-qe^{-a\nu^2 t}$ gehörige partikuläre Integral wird $\frac{q}{\lambda\nu} e^{-a\nu^2 t} \sin \nu x$ gewählt, worin ν eine Wurzel der Gleichung $\operatorname{tg} \nu s = -\frac{\lambda}{\alpha s} \nu s$ sein muß. Der gegebene Wert $a\nu^2 = 1{,}1$ wird durch $a\nu_4^2 = 1{,}118$ ersetzt. 3. Ist in der Begrenzungsebene des Halbraumes, der die Anfangstemperatur 0° hat, die Dichte der einströmenden Wärmemenge eine gegebene Funktion der Zeit $q(t)$, so gilt für das Temperaturgefälle F die Differentialgleichung $\frac{\partial F}{\partial t} = a \frac{\partial^2 F}{\partial x^2}$, die Anfangsbedingung $F = 0$ und die Randbedingung $F = \frac{q}{\lambda}$, also $F = \frac{2}{\sqrt{\pi}\lambda} \int\limits_{\frac{x}{2\sqrt{at}}}^{\infty} q\left(t - \frac{x^2}{4a\xi^2}\right) e^{-\xi^2} d\xi$. $\vartheta = \int\limits_x^{\infty} F d\xi$.

Mit der Substitution $\eta = \xi - x$ folgt $\vartheta = \frac{2}{\sqrt{\pi}\lambda} \int\limits_0^{\infty} \int\limits_{\frac{x+\eta}{2\sqrt{at}}}^{\infty} q\left(t - \frac{(x+\eta)^2}{4a\xi^2}\right) e^{-\xi^2} d\xi\, d\eta$. Ist q konstant, so folgt aus $\vartheta = \frac{2q}{\sqrt{\pi}\lambda} \int\limits_0^{\infty} \int\limits_{\frac{x+\eta}{2\sqrt{at}}}^{\infty} e^{-\xi^2} d\xi\, d\eta$ durch Produktintegration

$$\vartheta = \frac{q}{\lambda\sqrt{\pi a t}} \int\limits_0^{\infty} \eta e^{-\frac{(x+\eta)^2}{4at}} d\eta = 2\frac{q}{\lambda} \sqrt{\frac{a}{\pi} t}\, e^{-\frac{x^2}{4at}} - \frac{q}{\lambda} x \left\{1 - \Phi\left(\frac{x}{2\sqrt{at}}\right)\right\}.$$

In der Begrenzungsebene ist $\vartheta = 2\frac{q}{\lambda}\sqrt{\frac{a}{\pi} t}$. Anmerk. d. Ref.: In den Entwicklungskoeffizienten S. 256, Gleichung (9) $C_k = -2\frac{q}{\lambda} \frac{\frac{\lambda}{\alpha} \sin \nu_k s + \frac{1 - \cos \nu_k s}{\nu_k}}{\nu_k s + \frac{\sin 2\nu_k s}{2}}$ heben sich die Summanden mit $\sin \nu_k s$ und $\cos \nu_k s$ nach der Gleichung $\operatorname{ctg} \nu_k s = \frac{\lambda}{\alpha} \nu_k$ fort, so daß die Berechnung der Konstanten C_k nicht „ziemlich mühsam und zeitraubend" ist, wie der Verf. auf S. 257 behauptet. Entsprechend können die Entwicklungskoeffizienten S. 258, Gleichung (20)

$$C_k = q\left\{-\frac{2}{\lambda} \frac{\frac{\lambda}{\alpha} \sin \nu_k s + \frac{1 - \cos \nu_k s}{\nu_k}}{\nu_k s + \frac{\sin 2\nu_k s}{2}} + \frac{\nu_k}{\lambda \nu (\nu^2 - \nu_k^2)} \frac{(\nu - \nu_k) \cos(\nu + \nu_k) s + (\nu + \nu_k) \cos(\nu - \nu_k) s - 2\nu}{\nu_k s + \frac{\sin 2\nu_k s}{2}}\right\}$$

zu $C_k = 2\frac{q}{\lambda} \frac{\nu^2}{\nu_k^2 (\nu_k^2 - \nu^2)\left(s + \frac{\sin 2\nu_k s}{2\nu_k}\right)}$ vereinfacht werden, so daß sie nicht „ziemlich verwickelt" sind, wie der Verf. behauptet. Die Wurzeln ν_k und ν wird man nicht graphisch finden, sondern mit Fehlerabschätzung nach den Tafeln von Ulfilas Meyer und Adalbert Deckert, Kempten 1924, berechnen, die $\operatorname{tg} u$ für $u = 0{,}001$, $0{,}002$, $0{,}003, \ldots, 1{,}569$ geben. Beim Aufheizen einer Wand durch konstante gleiche Wärmestromdichten ist im Beharrungszustande die Temperaturgeschwindigkeit nicht $\frac{q}{c\gamma s}$, S. 263, Gleichung (42), sondern $\frac{2q}{c\gamma s}$; ihr Zahlenwert ($s = 0{,}38$ m) ist nicht $1{,}40 \frac{\text{Grad}}{\text{h}}$, sondern $0{,}0140 \frac{\text{Grad}}{\text{h}}$.

Ludwig (Hannover).