+ 10 % Rh), ktorého jeden spoj sa udržuje na konštantnej teplote 0° C. Meraná teplota t sa určuje podľa vzorca

$$E_t = a + bt + ct^2$$

v ktorom konštanty a, b a c sa určia zmeraním ems. termočlánku pri bode tuhnutia antimónu (630,5 °C), striebra a zlata.

Na teploty nižšie ako —190 °C sa normálna stupnica teploty nevzťahuje. Avšak meranie teplôt aj podľa predpisov normálnej stupnice by často bolo veľmi nepohodlné a nie vždy dosť presné. Na meranie teploty sa preto v praxi používajú teplomery založené na rôznych princípoch, ktorých konštrukcia a materiál sú určené požadovaným rozsahom a presnosťou a ktorých údaje sa pri výrobe, prípadne aj pri používaní kontrolujú a opravujú pomocou medzinárodne záväznej normálnej stupnice.

10.12. Teplotná rozťažnosť pevných a kvapalných látok. Z obsahu čl. 10.1 je zrejmé, že vo všeobecnosti lineárne s teplotou sa mení len tá vlastnosť telesa, skupiny telies alebo látky, ktorá bola zvolená za podklad pre lineárnu interpoláciu medzi základnými teplotami príslušnej stupnice. Ako už vieme, vo fyzikálnej a technickej praxi sa pri presných meraniach používa tzv. normálna stupnica teploty, v ktorej sa interpolácia medzi základnými teplotami robí v podstate pomocou Kelvinovej plynovej teploty, ktorá je v ideálnom prípade totožná s Kelvinovou teplotou termodynamickou. V dôsledku toho sa, prísne vzaté, ani jedna vlastnosť telies alebo látok nemení s teplotou lineárne, a ak nás takáto závislosť zaujíma, musíme ju odvodiť vhodnou úvahou teoretickou, alebo ju hľadať experimentálne.

Z meraní vyplýva, že dĺžkové rozmery pevných telies závisia od teploty spôsobom len málo odlišným od závislosti lineárnej. Preto, ak dĺžka nejakej pevnej tyče pri teplote 0 °C je l_0, pre jej dĺžku pri nie veľmi vysokej teplote t môžeme v prvom priblížení písať:

$$l = l_0(1 + \alpha t) \tag{1}$$

kde α je koeficient dĺžkovej teplotnej rozťažnosti, definovaný vzorcom

$$\alpha = \frac{1}{l_0} \frac{dl}{dt} \tag{2}$$

a l_0 dĺžka tyče pri teplote 0 °C.

Pri väčších rozdieloch teplôt však zisťujeme, že dĺžkové rozmery telies závisia od teploty zložitejším spôsobom. Presnejšie ako vzorec (1) vyjadrujú preto dĺžkové rozmery pevných telies vzorce s kvadratickým alebo aj s kubickým členom. Obyčajne stačí však doplniť vzorec (1) len členom kvadratickým a písať:

$$l = l_0(1 + a_1 t + a_2 t^2) \tag{3}$$

Podľa tohto vzorca koeficient dĺžkovej teplotnej rozťažnosti je:

$$\alpha = a_1 + 2a_2 t \tag{4}$$

Podľa údajov *tabuľky 10.2* z nekovových látok pomerne malá je teplotná rozťažnosť taveného kremeňa, porcelánu a skla *„pyrex“*, ktoré v dôsledku toho znesú aj náhle a nerovnomerne rozložené zmeny teploty bez toho, aby praskli. Malú teplotnú rozťažnosť má aj niklová oceľ *invar* (64 % Fe a 36 % Ni),

Tabuľka 10.2

Priemerné koeficienty dĺžkovej teplotnej rozťažnosti pevných látok

Látka	$\alpha \cdot 10^6$	Látka	$\alpha \cdot 10^6$
Tavený kremeň	0,5	Nikel	12,7
Invar	1,6	Meď	16,7
Porcelán	3,0	Striebro	18,8
Sklo „pyrex“	3,0	Mosadz	18,9
Obyčajné sklo	8,5	Cín	21,4
Platina	8,9	Zinok	26,6
Železo	11,0	Olovo	27,7

z ktorej sa pre túto jej vlastnosť zhotovujú napríklad presné meradlá, kyvadlá hodín a podobné súčiastky, pri ktorých je veľmi dôležitá nezávislosť ich rozmerov od teploty.

S dĺžkovou teplotnou rozťažnosťou pevných telies bezprostredne súvisí ich teplotná *plošná a objemová rozťažnosť.* Predstavme si, že dĺžkové rozmery nejakého telesa zhotoveného z určitej izotropnej látky sa menia s teplotou podľa vzorca $l = l_0 f(t)$. Pretože objem telesa ľubovoľného tvaru sa vo svojej podstate rovná súčinu troch jeho rozmerov, objem takéhoto telesa závisí od jeho teploty nutne podľa vzorca $V = V_0 f^3(t)$. Podľa tohto výsledku koeficient objemovej teplotnej rozťažnosti

$$\beta = \frac{1}{V_0} \frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}t} \tag{5}$$

súvisí s koeficientom dĺžkovej rozťažnosti $\alpha = \dfrac{1}{l_0} \dfrac{\mathrm{d}l}{\mathrm{d}t} = \dfrac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}t}$ podľa vzorca

$$\beta = \frac{1}{V_0}\frac{dV}{dt} = 3f^2(t)\frac{df}{dt} = 3f^2(t)\,.\,\alpha \qquad (6)$$

ktorý, keďže $f(0) = 1$, pri teplote 0 °C sa zjednodušuje na tvar

$$\beta = 3\alpha \qquad (7)$$

Podobným spôsobom by sme ľahko dokázali, že koeficient plošnej teplotnej rozťažnosti, definovaný vzorcom $\frac{1}{S_0}\frac{dS}{dt}$, pri teplote 0 °C sa rovná dvojnásobku koeficientu dĺžkovej rozťažnosti.

Tabuľka 10.3

Koeficienty objemovej teplotnej rozťažnosti kvapalín pri 20 °C

Kvapalina	β	Kvapalina	β
Ortuť	0,000 182 $grad^{-1}$	Alkohol	0,001 120 $grad^{-1}$
Voda	0,000 207 $grad^{-1}$	Benzén	0,001 237 $grad^{-1}$
Glycerol	0,000 505 $grad^{-1}$	Éter	0,001 656 $grad^{-1}$

Voda sa vyznačuje známou zvláštnosťou, že sa jej objem s teplotou stúpajúcou až do 3,98 °C najprv zmenšuje, takže pri tejto teplote je hustota vody najväčšia, a až potom sa zväčšuje.

Tepelnou rozťažnosťou plynov sme sa už zaoberali v čl. 10.2. Pretože objemy zriedených plynov rovnako závisia od teploty a tlaku, je výhodné zaviesť pojem *hutnoty* (pomernej hmotnosti) h plynu ako podiel jeho mernej hmotnosti a mernej hmotnosti suchého vzduchu pri rovnakých podmienkach.

Tabuľka 10.4

Hutnoty niektorých plynov

Plyn	h	Plyn	h
H	0,0695	N_2	0,9673
He	0,1381	O_2	1,1053
CH_4	0,5545	CO_2	1,5290
CO	0,9671	Cl_2	2,4859

Z Avogadrovho zákona vyplýva, že grammolekuly zriedených plynov za rovnakých podmienok zaujímajú rovnaké objemy. Podiel hutnôt dvoch plynov sa preto rovná podielu ich molekulových hmotností.

$$\mu_1 : \mu_2 = h_1 : h_2$$

alebo

$$\mu = kh$$

Konštantu úmernosti k môžeme vypočítať napríklad z hutnoty kyslíka, teda $k = \dfrac{32}{1{,}1053} = 28{,}95$, čím pre výpočet molekulových hmotností zriedených plynov pomocou ich hutnôt dostávame vzorec

$$\mu = 28{,}95h \tag{8}$$

Príklad 1. Železná tyč dĺžky l_0 sa dotýka obidvoma svojimi koncami absolútne pevných stien. Vypočítame, akým tlakom pôsobí tyč na steny po ohriatí o 1 °C, keď koeficient dĺžkovej teplotnej rozťažnosti železa α je $11{,}5 \,.\, 10^{-6}\mathrm{deg}^{-1}$ a modul pružnosti železa v ťahu je $E = 2{,}15 \,.\, 10^6\ \mathrm{kp/cm^2}$.

Dĺžka tyče l závisí od napätia σ v nej a od jej teploty t, $l = f(\sigma, t)$. Preto

$$\mathrm{d}l = \frac{\partial l}{\partial \sigma}\,\mathrm{d}\sigma + \frac{\partial l}{\partial t}\,\mathrm{d}t$$

Podľa vzorca (5.3.3) pri konštantnej teplote je $l = l_0\left(1 + \dfrac{\sigma}{E}\right)$, z čoho $\dfrac{\partial l}{\partial \sigma} = \dfrac{l_0}{E}$. Podobne podľa vzorca (10.12.1) za konštantného tlaku je $l = l_0(1 + \alpha t)$, teda $\dfrac{\partial l}{\partial t} = \alpha l_0$. Keď tyč je medzi pevnými stenami, jej dĺžka sa ohriatím nemení, t. j. $\mathrm{d}l = 0$. Zvýšenie teploty o $\mathrm{d}t$ má za následok len vznik napätia $\mathrm{d}\sigma$ v nej. Z rovnice

$$0 = \frac{\partial l}{\partial \sigma}\,\mathrm{d}\sigma + \frac{\partial l}{\partial t}\,\mathrm{d}t$$

t. j. v našom prípade z rovnice

$$\frac{l_0}{E}\,\mathrm{d}\sigma + \alpha l_0\,\mathrm{d}t = 0$$

dostávame:

$$\mathrm{d}\sigma = -\alpha E\,\mathrm{d}t$$

Podľa tohto výsledku zväčšením teploty tyče o 1 °C vznikne v nej napätie v tlaku s absolútnou hodnotou

$$|\sigma| = \alpha E \,.\, 1\ ^\circ\mathrm{C} = 11{,}5 \,.\, 10^{-6} \,.\, 2{,}15 \,.\, 10^6\ \mathrm{kp\,cm^{-2}} \doteq 25\ \mathrm{kp\,cm^{-2}}$$

Rovnakým tlakom pôsobí aj tyč na stenu.

Úlohy na cvičenie

1. V akej hĺbke pod povrchom jazera sa merná hmotnosť vzduchovej bubliny rovná 1 % mernej hmotnosti vody, keď jej teplota je 4 °C a tlak vzduchu pôsobiaci na hladinu jazera je normálny? Merná hmotnosť vzduchu za normálnych podmienok $s_0 = 0{,}001\ 293\ \mathrm{g/cm^3}$. ($h = 70{,}7$ m)

2. Vzduchová bublinka na dne jazera v hĺbke $h = 21$ m má pri teplote $t_1 = 4$ °C polomer $r_1 = 1$ cm. Pomaly stúpa na povrch, pričom sa jej objem zväčšuje. Vypočítajte, aký bude jej polomer, keď dosiahne povrch jazera, kde teplota $t_2 = 27$ °C. Povrchové napätie neberte do úvahy. Atmosferický tlak b je normálny. ($r = 1{,}5$ cm)

3. V úzkej sklenej rúrke všade rovnakého prierezu a na jednom konci zatavenej je uzavretý vzduch stĺpcom ortuti s dĺžkou $l_0 = 15$ cm. Keď je rúrka v zvislej polohe s uzavretým koncom nahor, dĺžka vzdušného stĺpca $l_1 = 37{,}5$ cm; keď je uzavretý koniec nadol, dĺžka vzdušného stĺpca $l_2 = 25$ cm. Aký je atmosferický tlak?

$$\left(b = l_0\,\frac{l_1 + l_2}{l_1 - l_2}\,sg = 750\ \text{torrov}\right)$$

4. O čo treba zvýšiť vonkajší tlak, aby sa pri zahriatí z 0 °C na 10 °C objem ortuti nezmenil, keď koeficient objemovej rozťažnosti ortuti je $0{,}000\ 18\ \mathrm{deg^{-1}}$ a koeficient stlačiteľnosti $0{,}000\ 039\ \mathrm{at^{-1}}$? (46 at)

5. Koleso rušňa má pri teplote 0 °C polomer $r_0 = 1$ m. Aký je rozdiel v počte otočení kolesa na dráhe $l = 100$ km v lete pri teplote $t_1 = 25$ °C a v zime pri teplote $t_2 = -25$ °C, keď koeficient dĺžkovej rozťažnosti materiálu kolesa je $\alpha = 0{,}000\ 012\ \mathrm{deg^{-1}}$? ($n_2 - n_1 = 9{,}5$)

11. KALORIMETRIA

11.1. Definícia tepelného množstva, merné a latentné teplo. Zo skúsenosti vieme, že dve dotýkajúce sa telesá, ktoré navzájom na seba chemicky nepôsobia ani sa navzájom nerozpúšťajú, vyrovnávajú svoje teploty tak, že teplota pôvodne teplejšieho telesa sa zmenšuje a teplota pôvodne chladnejšieho telesa sa zväčšuje tak dlho, kým teplota obidvoch telies nie je rovnaká. Tento jav si aj dnes a v dobrej zhode s pozorovaním názorne vysvetľujeme pomocou predpokladu, že určitá fyzikálna veličina, nazývaná *teplo*, prechádza pri takomto vyrovnávaní teplôt dvoch telies z telesa teplejšieho na teleso chladnejšie, pričom jej množstvo ostáva nezmenené *(zákon o zachovaní tepla)*.

Predstavy o fyzikálnej povahe tepla sa dlho menili a spresňovali. Najprv sa súdilo, že teplo je zvláštna nevážiteľná substancia *(caloricum)*, ktorej ak je v telese mnoho, teplota telesa je vysoká, a ktorá na styku dvoch telies samovoľne prechádza z telesa teplejšieho na teleso chladnejšie. Až omnoho neskoršie sa postupne zistilo, že teplo je len názov pre energiu prechádzajúcu z telesa