

Předložená práce vznikala bez oficiálního školitele.

Rád bych však poděkoval Doc. Ing. Luboši Hesovi, CSc. za námět, metodické vedení práce a zajištění potřebných experimentů a vedoucímu svého pracoviště Prof. Ing. Jaroslavu Skálovi, DrSc. za časový prostor, který mi k vypracování práce poskytl.

Pro dokončení práce bylo však nejdůležitější pochopení a pomoc mé ženy a rodiny.

OBSAH	strana
1. Úvod	1
1.1 Formulace problému	2
1.2 Cíl práce	8
1.3 K experimentální části	8
2. Literární rešerše	9
3. Metodika modelování	15
4. Popis struktury rouna	18
4.1. Strukturální faktor	19
4.2 Strukturální funkce	20
4.3 Souvislost strukturálního faktoru se strukturální funkcí	22
4.4 Přepážkovitost rouna	23
4.5 Odhad souvislosti strukt. faktoru s počtem vpichů	27
5. Chování strukturálních parametrů při experimentu	31

6. Přenos tepla kondukcí	39
6.1 Model K1	41
6.2 Model K2	42
6.3 Model K3	45
6.4 Porovnání modelů K1-K3	48
6.5 Model K4	49
7. Volná konvekce	51
8. Tepelná vodivost vzduchu	60
9. Přenos tepla radiací	62
9.1 Model R1	64
9.1.1 Model R1-K1	68
9.2 Model R2	70
9.2.2 Model R2-K1	71
9.3 Model R3-K2	79
9.4 Statistický strukturní model rouna	85
9.5 Model R4	92
9.6 Model R5	95
9.7 Shrnutí radiačních modelů.....	101
9.8 Dodatek - výpočet integrálů.....	103
10. Přehled odvozených teoret. vztahů	105
11. Určování struktury rouna	
z vlastností ETV	107

EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

12. Popis měřicího zařízení	113
13. Vyhodnocení experimentu 1	116
13.1 Plošná hustota - hustota vpichů.....	116
13.2 ETV - koeficient zaplnění.....	118
13.3 Reareshní koeficient Cr	122
13.4 Struk. faktor - hustota vpichů	125
13.5 Strukt. faktor - stlačení rouna....	128
13.6 Určení strukturní funkce.....	130
14. Vyhodnocení experimentu 2	134
15. Shrnutí a závěr	138
16. Seznam literatury	141
17. Přílohy	147
17.1 Tabulka 6.5	147
17.2 Grafy strukturních funkcí.....	148
17.3 Výpis programu STRUKTUR.....	152
17.4 Seznam značek	160

1) ÚVOD

Využití tepelně izolačních vlastností netkaných textilií je velmi běžné jak v oděvním průmyslu (tepelné oděvní vložky), tak i v jiných průmyslových odvětvích (tepelné izolace karoserií aut, budov, izolace ohřívacích kotlů a pod.). Ucelená a dostatečně obecná teorie přenosu tepla v těchto izolačních materiálech však doposud neexistuje a i výsledky experimentálních prací si často navzájem odporují. Zatím neexistuje ani jednotný formalismus popisu struktury rovin ani teorie, která by tuto strukturu dávala do souvislosti s tepelnými vlastnostmi.

Tento stav souvisí s velmi mnohostranným použitím netkaných textilií a z toho vyplývající širokou škálou jejich různých druhů, které se ve struktuře i v tepelných vlastnostech dosti liší (22), (23). Vytváření teorie, která by souvislosti struktury rovin s jeho tepelnými vlastnostmi popisovala, je spojeno s nutností přijmout předem řadu různých omezení.

Ze složitosti problematiky vyplynula nezbytnost omezit se v této práci na studium jednosložkových rovin spojených vpichováním, jejichž tloušťka nepřesahuje několik mm a u nichž není příliš výrazná paralelizace vláken. Takové textilie slouží např. jako izolační oděvní vložky.

předpokl

elc?

1.1) FORMULACE PROBLEMU

Mějme rouno tloušťky s vložené mezi dvěma hraničními rovinami o teplotách T_1, T_2 . Tepelný tok q procházející takovou vrstvou závisí nejen na teplotách T_1, T_2 a tloušťce rouna s , ale i na dalších parametrech rouna (parametry rouna označme R) a na skupině parametrů popisujících okrajové a vnější podmínky (označme D).

Za parametry rouna (R) lze považovat např. hustotu materiálu vláken, plošnou hustotu rouna, délku volných úseků vláken, tvar průřezu vláken, faktor zkadeření, koeficient zaplnění, orientaci vláken v rouně a jiné více či méně podstatné veličiny.

Za vnější a okrajové parametry (D) lze považovat všechny veličiny, na nichž tepelný tok rounem závisí a které nejsou přímými charakteristikami rouna. Např. vlhkost vzduchu v rouně, radiační a mechanické vlastnosti povrchů rovin, mezi nimiž je proměřované rouno vloženo, orientaci roviny rouna vzhledem k tíhovému zrychlení (vliv volné konvekce), způsob proudění vzduchu v okolí textilie atd.

Závislost tepelného toku na takovém množství veličin není dost dobře možné přesně vysledovat: proto jedním z problémů je i vhodný výběr těch nejpodstatnějších parametrů, jejichž vliv na izolační vlastnosti rouna je možné uspokojivě teoreticky popsat a experimentálně prokázat.

Z praktických důvodů není možné provést tento výběr jen podle míry vlivu v závislosti: v současné etapě bádání není např. teoretický popis vlivu vlhkosti v textilii na tepelné vlastnosti dostatečně uspokojivý, přestože je jisté, že se jedná o vliv dosti podstatný. Pokud chceme v této situaci sledovat závislost na jiných parametrech (např. na struktuře textilie), musíme experimenty provádět jen s rouny dané, neměnné vlhkosti - tak, aby vliv struktury na tepelné vlastnosti nebyl vlivem vlhkosti rouna překryt.

Konvenční přístup k dané problematice spočívá v hledání tzv. efektivní tepelné vodivosti L_{ef} (dále ETV) textilie definované rovnici:

DEFINICE L_{ef}

$$(1.1) \quad q(R,0) = L_{ef}(R,0) \cdot \frac{\Delta T}{s}$$

s je tloušťka textilie, ΔT je vystupující teplotní rozdíl.

POZNÁMKA Definice (1.1) zavádí ETV podobně, jako je zavedena tepelná vodivost λ kontinua Newtonovým zákonem

$$\vec{q} = -\lambda \cdot \vec{\nabla} T.$$

Tepelný tok $q(R,0)$ v (1.1) není na rozdíl od kontinua daný pouze kondukcí, takže $L_{ef}(R,0)$ závisí i na okrajových podmínkách úlohy a ani zdaleka není konstantou tepelné jednoznačně charakterizující rouno.

Např. při stlačování textilie se nemění jen její tloušťka s , ale skoro všechny strukturní parametry. V tomto smyslu je použití základní rovnice (1.1) pro textiliu nevhodné - na rozdíl od kontinua není tepelný tok nepřímo úměrný tloušťce vrstvy a efektivní tepelná vodivost L_{ef} není MERNOU VODIVOSTÍ ve smyslu běžného použití rovnice (1.1) v kontinuu.

$$(1.2) \quad L_{ef} = L_{ef}(s).$$

Na přenosu tepla rovněž se podílí několik mechanismů, které lze - do jisté míry a za jistých dále uvedených omezení - studovat a popisovat odděleně.

Jedná se především o přenos tepla kondukcí (kap.6) - jednak vedením tepla vláken a jednak vzduchem v mezivlákněm prostoru. Tepelné vodivosti materiálů vláken dosahují většinou hodnot o řád převyšujících tepelnou vodivost vzduchu, objemové zastoupení vzduchu v rouně zase převyšuje obvykle o řád objemové zastoupení vláken. V důsledku toho jsou obě kondukční složky obvykle srovnatelné a dohromady vytvářejí dominantní část tepelného toku.

Za jistých podmínek může v přenosu tepla hrát podstatnou roli tzv. volná konvekce (kap.7), která souvisí s prouděním vzduchu uvnitř textilie. Míra zastoupení tohoto mechanismu v celkovém přenosu tepla závisí na struktuře rouna a ukazuje se (4), že např. pro izolační oděvní vložky je vliv volné konvekce velmi slabý.

Dalším typem přenosu tepla je přenos radiací (kap.9), který závisí na objemové hustotě rouna a k celkovému tepelnému toku může přispívat u sledovaných textilií až třetinovým příspěvkem. Dále bude ukázáno, že právě tento mechanismus může uspokojivě kvantitativně vysvětlit závislost efektivní tepelné vodivosti na strukturních parametrech. hledat do textu

Všechny tři uvedené mechanismy přenosu tepla jsou spolu obecně svázány, takže obecně nelze celkový tepelný tok rounem chápat jako tok vzniklý superpozicí uvedených mechanismů. Podle podmínek úlohy může i být některý z mechanismů tak dominantní, že ostatní způsoby přenosu lze vzhledem k dominujícímu zanedbat. Souvisí to ovšem s konkrétní velikostí veličin charakterizujících úlohu.

Např. přenos tepla radiací velmi závisí na teplotě (v 9. kapitole se ukáže, že radiační tepelný tok rounem roste se třetí mocninou střední teploty rouna). Pokud v nějakém rouně lze za pokojových podmínek radiaci zanedbat, nemusí již být toto zanedbání přípustné při teplotách kolem např. 300°C , kdy se radiační tepelný tok zvětší (při stejném tepelném rozdílu na rouně) o celý řád. 2

Podobně např. přenos tepla volnou konvekcí roste s tloušťkou vrstvy rouna a s vystupujícím teplotním rozdílem. Ve větším počtu vrstev daného vzorku může být tento mechanismus i dominantní, ačkoliv v jedné vrstvě jej šlo zanedbat. ledně - text
je gely? sed

Při hledání vhodného teoretického popisu tepelných vlastností se nadaále omezíme na SLEDOVANÝ VÝBER ROUN:

Půjde o jednosložková rouna pojená vpichováním, jejichž

tloušťka s leží v rozsahu 1 - 5 mm,

poloměr vláken r leží v rozsahu 10 - 20 μm ,

plošná hmotnost σ (v jedné vrstvě) leží v rozsahu 50-150 g.m^{-2} ,

koeficient zaplnění μ leží v rozsahu 1-20 %.

Tepelné vlastnosti těchto roun budeme studovat při pokojových teplotách a teplotní rozdíl na nich nepřesáhne 50° K. Rouna budeme uvažovat rovinná, sevřená mezi dvěma rovnoběžnými deskami; tepelný tok budeme uvažovat kolmý k rovině rouna.

V následujícím bude ukázáno, že vliv vzájemné interakce jednotlivých přenosových mechanismů na teplotní průběh uvnitř rouna je (za uvedených omezení) zanedbatelný. To umožňuje vyjádřit celkový tepelný tok v rouně jako superpozici samostatně chápaných tepelných toků odpovídajících jednotlivým výše uvedeným mechanismům:

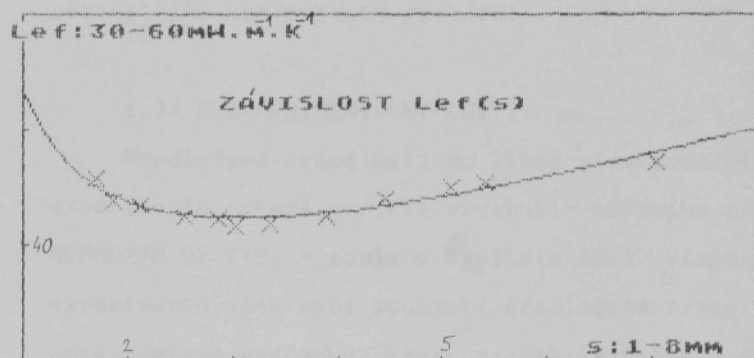
(1.3) $q = q(\text{KOND}) + q(\text{KONV}) + q(\text{RAD})$.

chůze se do
pofino 60

Srovnání rovnic (1.1) a (1.3) nabízí možnost vyjádřit tzv. efektivní tepelné vodivosti odpovídající jednotlivým mechanismům přenosu a celkovou efektivní tepelnou vodivost rouna jako jejich součet.

$$(1.4) \quad \text{Lef} = \text{Lef}(\text{KOND}) + \text{Lef}(\text{KONV}) + \text{Lef}(\text{RAD}).$$

Experimentální zkušenost (např. (20), (25), (29)) ukazuje, že při stlačování rouna se jeho efektivní tepelná vodivost mění. Průběh takové závislosti je např. pro polypropylenové rouno zobrazen na obr.1.1



Obr. 1.1: Závislost Lef rouna na jeho tloušťce.

*kde je formula
problem?
o čem bude ověřeno
kde je nějaké problem?*

*jako slouží ke
nebo sdělení?*

1.2) CIL PRÁCE

Cílem práce je teoretické stanovení závislosti efektivní tepelné vodivosti nejjednoduší netkané textilie (výše uvedená omezení) na vhodných strukturních parametrech a ověření nalezených teoretických výsledků příslušnými experimenty.

Dílčím - nicméně podstatným - cílem práce je teoretické vysvětlení průběhu závislosti efektivní tepelné vodivosti rovněž na jejich objemové hustotě a nalezení optimálního koeficientu zaplnění.

1.3) K EXPERIMENTÁLNÍ ČÁSTI

Předložená práce byla do jisté míry podmíněna možností experimentu, která vznikla vyvinutím měřicího přístroje ALAMBETA 07 (19) - popis v kapitole 12.). Vlastní provedení experimentu však není součástí předložené práce: autor zde interpretuje výsledky, které zajistila Katedra netkaných textilií. Experiment (29) byl po dohodě s autorem zaměřen na problematiku disertační práce.

Práce vznikla v rámci zapojení autora do řešení státního výzkumného úkolu K 421 "Teorie deformačních a tepelných vlastností netkaných textilií" řešeného na KNT VŠST v Liberci. Veškeré výpočty a zhotovení grafů bylo provedeno na osobním mikropočítači Atari 800XL.

2) LITERÁRNÍ REŠERŠE

Předložená práce je do jisté míry mezioborová a omezení na parametry sledovaného výběru rovněž ji činí dosti speciální. To jsou zřejmě hlavní důvody, proč nebyla v průběhu literární rešerše nalezena žádná práce, na kterou by bylo možno navázat bezprostředně. Práce uvedené v seznamu literatury se studované problematice dotýkají zpravidla jen z jednoho aspektu; přímo souvislostí tepelných vlastností netkaných textilií s jejich strukturou se zabývají pouze práce (12), (40), (57) a (58). Tento stav je zřejmě způsoben především tím, že:

1) Popis struktury netkaného roouna tvoří samostatnou neuzavřenou problematiku. Struktura byla doposud většinou chápána jako orientace vláken v rovině (tj. textilie byla sledována jako dvojrozměrný útvar), protože její studium bylo motivováno především snahou popsat mechanické vlastnosti.

2) Také experimentální sledování tepelných vlastností textilií s sebou přináší řadu problémů: autoři prací se proto často nezabývají studiem souvislostí a spokojí se s uvedením výsledných grafů popř. reálně získaných závislostí.

3) Přesnější studium přenosu tepla v textilií znamená najít teoretický popis interakcí hlavních mechanismů přenosu tepla (kondukce - konvekce - radiace). Tento problém však není přesně teoreticky vyřešen ani v jednodušších strukturách než představuje NT (i ve struktuře kontinua vyžaduje užití přibližných metod). Sledování takového kombinovaného přenosu tepla znamená zpravidla neúměrně zjednodušit strukturní model rouna, což zase vede ke ztrátě informace o závislosti tepelných vlastností na strukturních parametrech.

Z těchto důvodů jsou práce uvedené v následujícím přehledu jen v nepřímé souvislosti s předloženou disertací a lze je přibližně rozdělit do několika skupin.

- I. Práce popisující strukturu NT.
- II. Práce především experimentální.
- III. Studie kombinovaného přenosu tepla, v nichž je rouno modelově nahrazeno kontínuem.
- IV. Práce popisující závislost ETV NT na ^{du}nejjednodušších strukturních parametrech.
- V. Jiné práce se vztahem k dané tematice.

Obsah některých prací souvisejících s jednotlivými aspekty problému je - pro logickou souvislost - uveden v odpovídajících teoretických kapitolách.

adI) Přestože existuje řada prací zabývajících se popisem struktury rouna (v (6) je uveden historický vývoj popisu struktury NT), jen málo z nich se - z výše uvedeného důvodu - zabývá popisem struktury rouna jako trojrozměrného útvaru.

Bosaty (12) ve své studii zavádí efektivní podíl vláken kolmých (resp.) rovnoběžných vzhledem ke směru tepelného toku. Tato strukturní charakteristika rouna se vyskytuje i v práci Strnadellové (40), odkud byla převzata.

Distribuci orientace vláken v rovině zavedl Petterson (47), stala se běžně užívanou charakteristikou rouna ((34) a další). Její zobecnění (pro popis trojrozměrného modelu rouna lze nalézt v práci El-Hadidiho (3). Tento strukturní parametr byl pak inspirací pro definici tzv. strukturní funkce (definovaná ve 4. kapitole), která je jen jeho speciálním případem (ve směru kolmém k rovině rouna charakterizuje polohu vláken stejným způsobem jako to činí Pettersonova distribuce v hlavním směru v rovině rouna).

adII) Experimentálních prací, v nichž je sledována závislost efektivní tepelné vodivosti na struktuře rouna u takových vzorků, které lze zařadit do sledovaného výběru roun, existuje doposud velmi málo. Měření (29), které umožnilo platnost nalezených teoretických vztahů vhodně prověřit, bylo provedeno přímo ve vztahu k předložené práci.

Charakteristický průběh závislosti ETV na koeficientu zaplnění (obr. 1.1) je sledován v řadě prací, v některých případech je sledována jen klesající část křivky ((20) - textilií se zřejmě nepodařilo stlačit až k dostatečně vysokému koeficientu zaplnění), někdy naopak pouze rostoucí část křivky ((12) - uváděné hodnoty koeficientu zaplnění se pohybují v intervalu 15-40%). Obě části průběhu jsou sledovány např. v práci (33), (kde není bohužel uvedeno, jakým způsobem byl koef. zaplnění v průběhu experimentu měněn), dále v (57) (pro vzorky ze sklovité vaty) a pro některé vzorky v práci (25). Nebyla nalezena žádná práce, kde by byl průběh $Lef(\mu)$ sledován pro vpichované NT též v závislosti na počtu vpichů.

adIII) Tyto práce jsou komentovány průběžně v textu (v 9. kapitole).

adIV) V práci (57) je uveden analytický vztah pro závislost $Lef(\mu)$, který byl získán z modelu, v němž byla vlákna v prostoru rozmístěna chaoticky. Strnadel (40) vychází z představy o struktuře rouna, ve které jsou rovná vlákna orientovaná v rouně pouze ve směrech daných osami pravoúhlého souřadného systému tak, že v každém směru je orientován stejný počet vláken. Tyto modely popisují sice závislost $Lef(\mu)$, neobsahují však jako proměnnou žádný strukturální parametr. Inspirující byla práce (12), ve které je struktura textilie popsána efektivním podílem vláken

kolmých (resp. rovnoběžných) vzhledem ke směru tepelného toku. Základní matematický model je však víceméně uhadnut tak, aby vztah odpovídal všem limitním případům a představě serioparalelně spojených izolačních článků z materiálu vláken popř. vzduchových:

$$(2.1) \quad L = \varepsilon [\mu \cdot L_p + (1-\mu) \cdot L_v] + (1-\varepsilon) \cdot \frac{L_p \cdot L_v}{(1-\mu)L_p + \mu L_v},$$

kde μ je koeficient zaplnění a ε je strukturní faktor přesněji definovaný ve 4.kapitole.

Efektivní tepelná vodivost L však popisuje jen kondukční mechanismus přenosu tepla rovinně, takže závislost $L(\mu, \varepsilon)$ je rostoucí vzhledem k oběma proměnným (a nevykazuje experimentálně pozorované minimum).

Analogické vztahy, které jsou v 6. kapitole předložené disertační práce odvozeny ((6.1), (6.6), popř.(6.11)), mají v oblasti přípustných hodnot koeficientu zaplnění průběh velmi podobný průběhu vztahu (2.1). Jejich odvození se však opírá o představu tepelného toku v příslušném strukturním modelu.

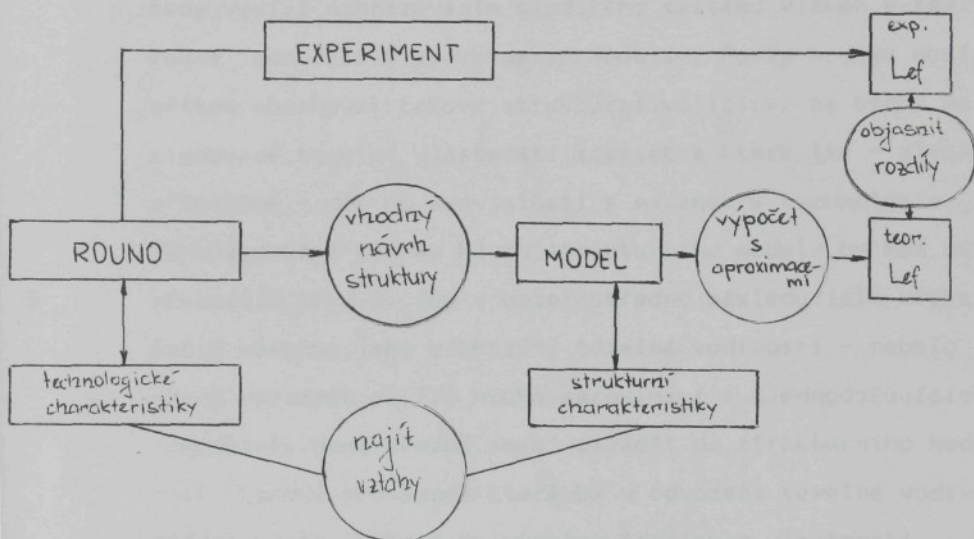
V práci (12) je také uvedena myšlenka sledování struktury textilie prostřednictvím jejích tepelných vlastností, která byla inspirací pro vypracování programu STRUKTUR (kap.11).

adIV) V práci (16) nahrazuje Ismail strukturu tkaniny náhradní modelovou strukturou tak, aby bylo možno určit efektivní tepelnou vodivost.

$$L \times L_g \times ETV$$

3) METODIKA MODELOVÁNÍ

Základní rysy metodického přístupu k vytváření matematických modelů popisujících tepelné vlastnosti NT jsou shrnuty ve schématu 3.1.



Schema 3.1: Metodika modelování.

Již nejjednodušší rouna (jednosložková, mechanicky či tepelně spojená) představují, má-li být popsána jejich tepelná vodivost z fyzikálního hlediska, velmi složitý systém. Už jen popis jejich vnitřní struktury je úloha velmi obtížná a dosud přesvědčivě nevyřešená.

Vyjádřit matematicky přesně v takovém statistickém systému všechny mechanismy přenosu tepla je v současné době nereálné.

Cesta k teoretické předpovědi tepelných vlastností se tedy vyvíjí nahrazováním složitého systému vláken v reálném rouně jednodušším strukturním modelem. Popis modelu musí přitom obsahovat takové strukturní veličiny, na nichž mají sledované tepelné vlastnosti záviset a které lze - alespoň přibližně - dát do souvislosti s parametry technologie výroby daného rouna. Návrh strukturního modelu by měl být především takový, aby v bezprostředně následujícím kroku - totiž výpočtu jeho efektivní tepelné vodivosti - nebylo nutno provádět příliš mnoho aproximací a zjednodušujících zanedbání. Nemá zřejmě smysl zavádět do strukturního modelu např. takové proměnné, které by v odvození tepelné vodivosti nefigurovaly a které by výpočet tepelných vlastností komplikovaly.

Kriteriem platnosti modelu je výsledek experimentu, který je však vždy zatížen chybou. Nemá smysl model, který by předpovídal - v závislosti na nějakém strukturním parametru - změnu tepelných vlastností tak slabou, že by nebylo možné tuto závislost přesvědčivě proměřit.

Nepřesnost teoretického popisu má většinou dvě příčiny: buď není strukturní model dostatečně adekvátní nebo byla provedena příliš hrubá zanedbání během výpočtu jeho tepelné vodivosti. Bez zanedbání a dodatečných aproximací se však podaří tepelnou vodivost stanovit pro složitější teoretickou strukturu jen vyjimečně a naopak málokterý jednoduchý strukturní model umožní předpovědět závislosti tepelných vlastností na strukturních parametrech.

Podstatným úkolem je tedy navrhnout vhodnou strukturu modelu: takovou, aby nepřesnosti plynoucí z uvedených příčin byly co nejmenší a přibližně vyvážené.

Pro popis jednotlivých mechanismů přenosu tepla (pokud je možné zanedbat jejich interakci) je někdy výhodné použít různé strukturní modely a rovnou si pak představit jako superpozici dvou či více různých struktur.

superpozice
pro admin. účely

4) POPIS STRUKTURY ROUNA

Přestože se studiem struktury NT zabývala celá řada prací ((3), (7), (21), (34), (36) a další), neexistuje zatím žádný obecně ustálený formalismus popisu struktury ani pro nejjednodušší jednosložková nepojená rouna.

Cílem této kapitoly je definice hlavních parametrů, které budou figurovat v tepelných modelech jako proměnné charakterizující strukturu roun.

Běžně užívané veličiny charakterizující rouno budeme označovat:

s ...tloušťka rouna, m

r ...poloměr vláken, m

ρ_r ...měrná hmotnost materiálu vláken, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$

σ ...plošná hustota rouna, $[\text{kg} \cdot \text{m}^{-2}]$

ρ ...objemová hustota rouna, $[\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}]$

μ ...koeficient zaplnění rouna, (1)

Vložková oděvní rouna, která bylo možno na KNT VŠST experimentálně sledovat, vykazovala výše uvedené charakteristiky přibližně v rozsazích:

$$s = 1-5 \text{ mm}$$

$$r = 10-20 \text{ } \mu\text{m}$$

$$\rho_r = 900-1400 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$$

$$\sigma = 50-150 \text{ g} \cdot \text{m}^{-2} \text{ (v jedné vrstvě)}$$

$$\mu = 1-10 \text{ } \%$$

Z těchto intervalů vycházejí pak i zdůvodnění některých dále uvedených aproximací a zanedbání.

Veličiny μ , σ , ρ a s nejsou navzájem nezávislé; z definice koeficientu zaplnění (jako podílu objemu zaplněného vlákna k celkovému objemu rouna) vyplývá:

(4.1)

$$\mu = \frac{\rho}{\rho_p} = \frac{\sigma}{\rho_p} \cdot \frac{1}{s}.$$

Koeficient μ zaplnění rouna je tedy nepřímo úměrná tloušťce rouna (při konstantní plošné hustotě) a jako taková se při stlačování vláknenné vrstvy mění.

Vše uvedené veličiny charakterizují rouno jen velmi částečně - např. o orientaci vláken nevypovídají vůbec nic.

4.1) STRUKTURNÍ FAKTOR

Vliv geometrické struktury rouna na jeho tepelnou vodivost se dá nejjednodušeji respektovat vytvořením modelu, v němž statisticky rozloženou vláknennou strukturu nahradíme dvěma systémy vláken, z nichž jeden systém obsahuje vlákna, která jsou kolmá k rovině rouna, a druhý obsahuje vlákna, která jsou s rovinou rouna rovnoběžná. Takto orientovaná vlákna se podílejí na vedení tepla snadno započítatelným způsobem a tepelná vodivost modelu rouna je pak určena poměrovým zastoupením kolmých a rovnoběžných vláken v jeho struktuře. Pojmy kolmé (resp. rovnoběžné) vlákno budeme nadále označovat vlákna kolmá (resp. rovnoběžná) vzhledem k rovině rouna, strukturní model budeme nazývat modelem rovnoběžno-kolmých vláken a budeme jej označovat jako model

Relativní zastoupení kolmých vláken označíme ε a tuto charakteristiku budeme nazývat STRUKTURNÍM FAKTOREM.

DEFINICE:

(4.2) ε = počet kolmých vláken / počet všech vláken.

Strukturní faktor ε tedy vyjadřuje pravděpodobnost, že v takovém modelu je náhodně vybrané vlákno kolmé k rovině rouna; $(1-\varepsilon)$ je pak pravděpodobnost, že náhodně vybrané vlákno je s rovinou rouna rovnoběžné.

Charakteristika ε se vyskytuje např. v pracích (12), (25), (37), (40).

Popis orientace mnoha vláken v rouně jediným skalárním parametrem je zdánlivě hrubá aproximace. Tato hrubost je však vyvážena tím, že v takto jednoduchém strukturním modelu lze tepelné vlastnosti fyzikálně a matematicky jednoduše formulovat. Jak se dále ukáže, již tento nejjednodušší přístup může dávat např. pro tepelnou vodivost dostatečně dobré předpovědi.

4.2) STRUKTURNÍ FUNKCE

Orientace náhodně zvoleného úseku vlákna v rouně je dána dvěma parametry. Za ně lze volit např. úhel, který svírá tečna k vláknu s rovinou rouna a úhel, který svírá s nějakým významným směrem v rovině rouna.

Za takový významný směr může být docela přirozeně zvolen tzv. hlavní směr, v němž je vrstva paralelizována rounotvořičem.

Tím je vytvořena ve vlákně vrstvě jistá anizotropie, na níž mohou tepelné vlastnosti samozřejmě záviset. Vliv tohoto strukturního faktoru neumíme zatím repektovat a nezbývá než uchýlit se ke zjednodušujícímu předpokladu, podle něhož bude modelové rouno izotropní ve všech rovinách rovnoběžných s jeho povrchem. Neboli: pravděpodobnost orientace průmětu vlákn do roviny rouna je v této rovině ve všech směrech stejná. Tím vlastně zanedbáme přímý vliv rounotvořiče na strukturu rouna (tzv. texturu rouna) a směrová orientace náhodného vlákna je pak určena jen jediným úhlem, který svírá vlákno s rovinou rouna.

Tento úhel budeme označovat α a STRUKTURNÍ FUNKCI $\phi(\alpha)$ definujeme jako hustotu pravděpodobnosti, že náhodné vlákno svírá s rovinou vrstvy úhel α . (Tj. $\phi(\alpha) \cdot d\alpha$ představuje pravděpodobnost, že náhodně vybrané vlákno svírá s rovinou rouna úhel ležící v intervalu $\langle \alpha; \alpha + d\alpha \rangle$).

Musí zřejmě platit:

$$(4.3) \quad \int_0^{\pi/2} \phi(\alpha) d\alpha = 1.$$

V tomto pojetí je sice struktura rouna popsána spojitou funkcí na intervalu $\langle 0; \pi/2 \rangle$, tj. nekonečně mnoha parametry, nicméně při závěrečném numerickém výpočtu tepelné vodivosti ji stejně budeme muset zdiskretizovat - a do výpočtu tak vstoupí jen větší počet veličin fyzikálně naprosto analogických strukturnímu faktoru $\mathcal{E}$.

POZNÁMKA: V literatuře zabývající se popisem struktury rouna ((24), (34)) se běžně vyskytuje tzv. distribuce orientace $\phi(\beta)$, která určuje pravděpodobnost, že průmět úseku vlákna do roviny rouna svírá s předem vytočeným hlavním směrem úhel β . Popis struktury rouna prostřednictvím distribuce orientace je užitečný, pokud chápeme textílii jako dvojrozměrný útvar. Návrh zobecnění $\phi(\beta)$ pro studium trojrozměrných modelů roun je podán v práci (3), výše definovaná strukturní funkce $\phi(\alpha)$ může být chápána jako speciální případ uvedeného zobecnění, který vyplývá zanedbáním textury.

4.3) SOUVISLOST STRUKTURNÍHO FAKTORU SE STRUKTURNÍ FUNKCÍ

Při popisu tepelných vlastností rouna lze dále postupovat dvěma způsoby:

- 1) hledat přímou závislost těchto vlastností na funkci $\phi(\alpha)$
- tj. hledat tepelný model funkcionálního typu.
- 2) nebo jednodušeji - vyjádřit samotný strukturní faktor ε jako funkcionál argumentu $\phi(\alpha)$, dále se držet výše uvedeného strukturního modelu RKV a určovat tepelnou vodivost pouze na základě spočteného strukturního faktoru ε .

Pro tuto možnost navrhneme nyní model funkcionální závislosti $\varepsilon = \varepsilon[\phi(\alpha)]$.

Nejprve označíme poměrové zastoupení rovnoběžných vláken jako $\varepsilon_{||}$. V modelu RKV musí zřejmě platit:

$$(4.4) \quad \varepsilon + \varepsilon_{||} = 1$$

ne + h 20 bylo jiné definice

Vlákna svírající v reálném rouně s rovinou rouna úhel v intervalu $\langle \alpha; \alpha + d\alpha \rangle$ přispívají v modelu RKV k systému kolmých (resp. rovnoběžných) vláken příspěvkem úměrným:

$$\phi(\alpha) \cdot \sin \alpha \cdot d\alpha \dots \text{resp.}$$

$$\phi(\alpha) \cdot \cos \alpha \cdot d\alpha.$$

*není definováno
di. charakter*

Všem výše uvedeným požadavkům vyhovují dobře vztahy:

(4.5)

$$\varepsilon = \int_0^{\pi/2} \frac{\phi(\alpha) \cdot \sin \alpha}{\sin \alpha + \cos \alpha} d\alpha$$

$$\varepsilon_{||} = \int_0^{\pi/2} \frac{\phi(\alpha) \cdot \cos \alpha}{\sin \alpha + \cos \alpha} d\alpha.$$

Ze zadané strukturní funkce lze tedy vyjádřit strukturní faktor vztahem (4.5).

4.4) PREPÁŽKOVITOST ROUNA

Představme si dvě rouna složená z vláken různé jemnosti. Při stejném koeficientu zaplnění se bude rouno ze silnějších vláken jevit opticky řidší - bude "průhlednější", protože jeho hmotnost je v prostoru méně rozptýlena a celkový povrch vláken je menší.

V úvahách o vedení tepla volnou konvekcí a radiací vystupuje často potřeba charakterizovat úsek dráhy paprsku procházejícího kolmo napříč rovinou, na němž paprsek neprotne žádné vlákno. Taková strukturní charakteristika musí souviset s koeficientem zaplnění μ , tloušťkou s vrstvy, jemností vláken a jejich orientací a budeme ji popisovat pomocí tzv. PŘEPÁŽKOVITOSTI, k jejíž definici dospějeme následujícími představami:

1) Představme si, že by všechna vlákna v rovině byla rovnoběžná s rovinou vrstvy i spolu navzájem.

2) Nahraďme je vlákna čtvercového profilu se stejnou plochou průřezu:

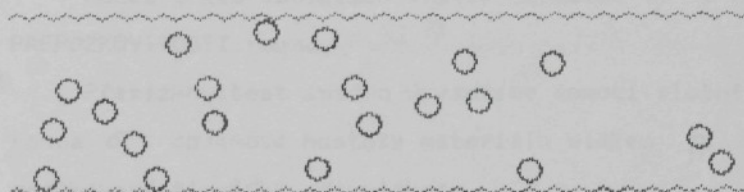
$$\pi \cdot r^2 = d^2 \quad \text{tedy}$$

(4.6) $d = \sqrt{\pi} \cdot r.$

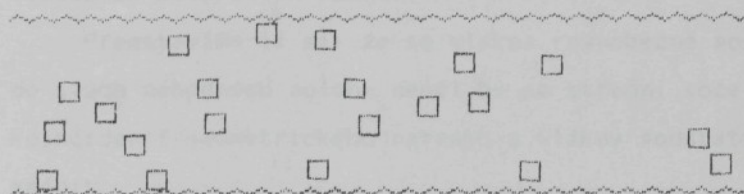
DEFINICE: Veličinu d budeme nazývat REDUKOVANOU TLOUŠTKOU VLÁKNA.

Předpokládejme, že taková změna profilu vláken nemění podstatné tepelné vlastnosti modelu.

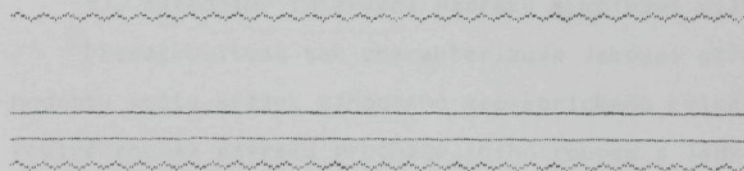
3) Náhodně rozmístěná navzájem rovnoběžná vlákna čtvercového průřezu nyní v modelu rovnoběžně (paralelně k povrchu) posuneme tak, aby se navzájem dotýkala a vytvořila rovnoběžné vrstvy tloušťky d . Viz obr. 4.1 až 4.3.



Obr. 4.1



Obr. 4.2



Obr. 4.3

Obr. 4.1 - 4.3: Strukturní schéma k modelu přepážek.

Počet takto vzniklých vrstev označíme η a nazveme PŘEPÁŽKOVITOSTÍ rouna.

Přepážkovitost snadno vyjádříme pomocí plošné hustoty rouna σ , objemové hustoty materiálu vláken ρ_p a redukované tloušťky d vláken.

$$\eta \cdot \rho_p \cdot d = \sigma.$$

η tak představuje počet koincidencí kolmého paprsku s vlákněným materiálem rouna.

Představíme-li si, že se vlákna rovnoběžně posunou zpět do svých náhodných poloh, neměl by se střední počet koincidencí geometrického paprsku s vlákny podstatně změnit.

DEFINICE: V modelu RKV definujeme přepážkovitost rouna rovnicí:

$$(4.7) \quad \eta = \frac{\sigma}{\rho_p \cdot d} = \mu \cdot s \cdot (1 - \varepsilon) \cdot \frac{1}{\sqrt{\pi} \cdot r},$$

tj. zanedbáme interakci paprsku s kolmými vlákny.

Přepážkovitost tak charakterizuje jakousi střední hodnotu počtu srážek náhodného geometrického kolmého (k rovině rouna) paprsku procházejícího rounem s jednotlivými vlákny. Roste s koeficientem zaplnění, tloušťkou vrstvy a plošnou hustotou, klesá s rostoucím poloměrem vlákna (roste s jemností).

Prostřednictvím této charakteristiky bude později možno do modelů tepelné vodivosti zavést závislost na jemnosti vláken.

4.5) ODHAD SOUVISLOSTI ε S HUSTOTOU VPICHŮ

Při průchodu rouna vpichovacím strojem zachytávají ostny vpichovacích jehel za jednotlivá vlákna a protahují je do poloh, které jsou blízké ke směru kolmému k rovině rouna.

Z fotografií řezů vpichovaným rounem uvedených v (3) event. (21) vyplývá, že většina vláken zachycených jehlou zůstává po vpichování skutečně takřka kolmo k rovině rouna.

Závislost strukturního faktoru na hustotě (počtu) V_p vpichů (počet vpichů na 1 cm^2 rouna) nechť je nějaká neznámá funkce $\varepsilon(V_p)$. Rouno nechť absolvovalo V_p^0 vpichů a nechť má daný strukturní faktor ε_0 a nechť znovu prochází vpichovacím strojem, přičemž je podrobena hustotě $\underline{z}$ vpichů na 1 cm^2 .

Rozvineme funkci $\varepsilon(V_p)$ v bodě V_p^0 do 1. řádu:

$$(4.8) \quad \varepsilon(V_p) = \varepsilon_0 + k \cdot (V_p - V_p^0)$$

a pokusíme se odhadnout alespoň přibližně velikost její směrnice k .

Označme:

A ...plocha vzorku, m^2

s ...tloušťka vzorku, mm

K ...počet ostnů na jehle,

ξ ...účinnost jehly: tj. střední počet vláken zachycených náhodným ostnem jehly.

Plochou A vzorku projde nyní celkem $K \cdot z \cdot A \cdot 10^4$ ostnů, které přeorientují celkem $\xi \cdot K \cdot z \cdot A \cdot 10^4$ vláken.

Předpokládejme, že délka volného úseku vlákna je velká ve srovnání s tloušťkou vzorku. Pak je velmi pravděpodobné, že Jehla zachytí vlákno tak, že část přeorientovaná kolmo k rovině rouna bude zastoupena dvakrát: tj. "tam a zpět", celkově délkou $2 \cdot s$.

Předpokládejme, že má rouno dostatečně velikou přepážkovitost k tomu, aby ostn Jehly zachytil vlákno ihned při vstupu do rouna. Tj. každé přeorientované vlákno představuje objem $s \cdot 2 \cdot \pi \cdot r^2$ vláken orientovaných kolmo k rovině rouna.

Po průchodu vpichovacím strojem bude tedy úhrnný objem

všech kolmých vláken roven:

ϵ_0 rovnice (4.6)
 V_z

$$\epsilon_0 \cdot \mu \cdot A \cdot s + \xi \cdot K \cdot z \cdot A \cdot 10^4 \cdot 2s \cdot \pi \cdot r^2.$$

102m2

Úhrnný objem všech vláken:

$$\mu \cdot A \cdot s$$

Z definice (4.2) plyne:

neplatí

$$(4.9) \quad \epsilon(V_p^0 + z) = \epsilon_0 + z \cdot \frac{2\pi r^2}{\mu} \cdot 10^4 \cdot K \cdot \xi$$

Srovnáním s (4.8) dostáváme pro směrnici k :

(4.10)

$$k = \frac{2\pi \cdot r^2}{\mu} \cdot 10^4 \cdot K \cdot \xi.$$

neplatí

Vyčíslení provedeme pro parametry sledovaného výběru
roun:

$$\mu = 5 \%,$$

$$r = 10 \mu\text{m},$$

$K = 9$... počet ostnů na vpichovacích jehlách
použitých při přípravě vzorků v laboratoři VŠST,

$$\xi = 1$$

dostaneme:

$$(4.11) \quad k = 1.2 \cdot 10^{-3}.$$

Uvedené odvození je jen nejhrubší odhad: hodnota
směrnice k bude v reálném rouně pravděpodobně menší
(vlákna před přeorientováním nebyla rovnoběžná s rovinou
rouna a tudíž již přinášela nějaký příspěvek ke kolmé *co do*
modelové podstruktury..., pravděpodobnost záběru jehly navíc
závisí na stávající struktuře a s rostoucím V_p bude jistě
klesat).

Závislost

$$(4.12) \quad \varepsilon = \varepsilon_0 + 1.2 \cdot 10^{-3} \cdot V_p$$

Rouně závisí Roduska?

je přibližným vztahem, který u sledovaného výběru roun
svazuje strukturní charakteristiku ε s charakteristikou
technologickou V_p .

ZÁVĚR 4.kapitoly:

Hlavní strukturní veličiny, jejichž prostřednictvím se budou tepelné vlastnosti rovnat v dalším vyjadřovat jsou: koeficient zaplnění μ , strukturní faktor ε , strukturní funkce $\phi(\alpha)$ a přepážkovitost η .

Další možnosti popisu struktury budou probrány u příslušných tepelných modelů (statistický strukturní model v kapitole 9).

5) CHOVÁNÍ STRUKTURNÍCH PARAMETRŮ PŘI EXPERIMENTU

Při experimentálním sledování tepelných vlastností roun se obvykle mění tloušťka textilie (stlačováním nebo přidáváním dalších vrstev) a měřicí přístroj přitom měří buď procházející tepelný tok, nebo přímo odpovídající efektivní tepelnou vodivost.

Abychom mohli popsat závislost efektivní tepelné vodivosti na strukturních parametrech, musíme nejdříve vyšetřit, jak se tyto parametry při stlačování a vrstvení rouna mění.

Sledujeme nejdříve změny strukturní funkce při jednoduchém stlačování rouna.

Předpokládáme, že je dána strukturní funkce $\phi_s(\alpha)$ při původní, nestlačené tloušťce s rouna. Chceme nyní vyšetřit, jakou strukturní funkcí $\phi_{s'}(\alpha)$ bude popsána struktura rouna stlačeného na tloušťku $s' < s$.

Lze očekávat, že při stlačení se většina vláken sklopí více směrem do roviny rouna. Předpokládáme, že vlákno, které svíralo před stlačením s rovinou rouna úhel α , bude po stlačení svírat s rovinou rouna úhel $\alpha' < \alpha$ tak, jak plyne z obrázku 5.1.



Obr.5.1: Model polohy vlákna při stlačování rouna.

Při takové představě zanedbáváme různé ohyby vláken, k nimž při stlačování textilie jistě dochází; předpokládáme, že se při změně tloušky zachovávají průměty vláken do roviny rouna - tj. že se při kolmém pohledu na rouno jeho obraz nezmění.

z obrázku 5.1 vyplývá:

$$(5.1) \quad \frac{S'}{S} = \frac{\lg \alpha'}{\lg \alpha}$$

Neboli:

$$(5.2) \quad \alpha = \arctg \left(\frac{S}{S'} \cdot \lg \alpha' \right)$$

Protože se vlákna v rouně nemohou při stlačování ztrácet, musí se relativní počet vláken orientovaných v úhlu α zvýšit v poměru

$$\frac{l'}{l} = \frac{\cos \alpha'}{\cos \alpha}$$

proč počet?

proč se mění α ?

Pravděpodobnosti $\phi_{s'}(\alpha')$ a $\phi_s(\alpha)$ potom souvisí takto:

$$(5.3) \quad \phi_{s'}(\alpha') = \phi_s(\alpha) \cdot \frac{\ell}{\ell'}$$

Neboli:

$$(5.4) \quad \phi_{s'}(\alpha') = \phi_s(\arctg \frac{s}{s'} \lg \alpha) \cdot \frac{\cos \alpha'}{\cos(\arctg \frac{s}{s'} \lg \alpha')}.$$

Požadavek (4.3) normalizace rozdělení by měl být splněn nezávisle na tloušťce rouna. Transformační vztah (5.4) však normalizaci porušuje. Tuto potíž obejdeme novou normalizací po každém stlačení rouna.

Definujeme strukturální funkci stlačeného rouna takto:

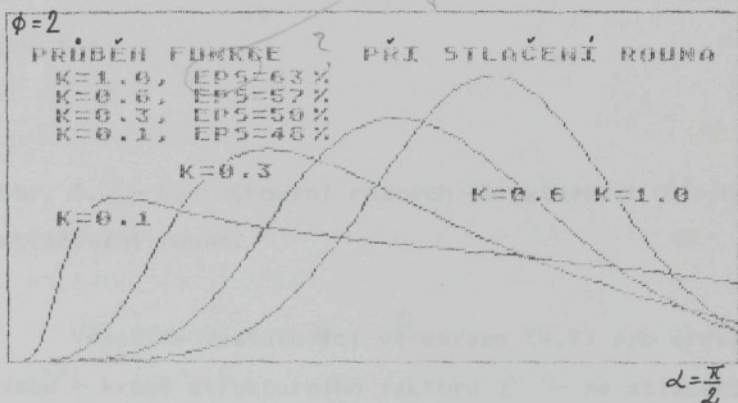
$$(5.5) \quad \phi_s(\alpha) = \frac{\phi_{s_0}(\arctg \frac{s_0}{s} \lg \alpha) \cdot \frac{\cos \alpha}{\cos(\arctg \frac{s_0}{s} \lg \alpha)}}{\int_0^{\pi/2} \phi_{s_0}(\arctg \frac{s_0}{s} \lg \beta) \cdot \frac{\cos \beta}{\cos(\arctg \frac{s_0}{s} \lg \beta)} d\beta} \quad \text{kde se vzelo } \beta?$$

Při transformaci se zachovávají geometrické vztahy podle obrázku 5.1, strukturální funkce je normalizovaná nezávisle na tloušťce rouna.

Vztah (4.4) nabízí možnost vyjádřit strukturální faktor pomocí strukturální funkce, vztahem (5.5) získáme možnost vyjádřit i závislost strukturálního faktoru na stlačení rouna, event. - prostřednictvím vztahu (4.1) na koeficientu zaplnění.

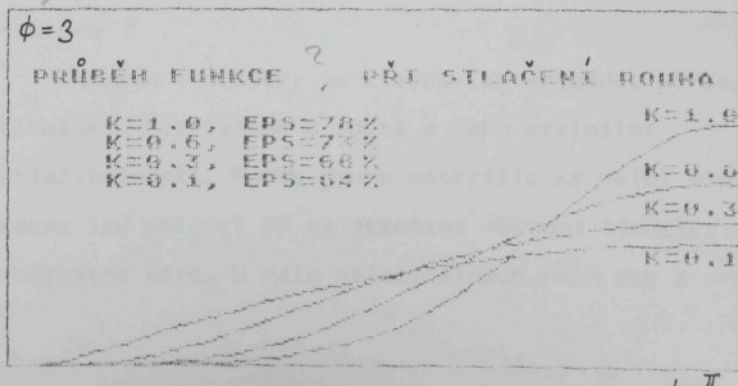
nejde o funkci
1.10

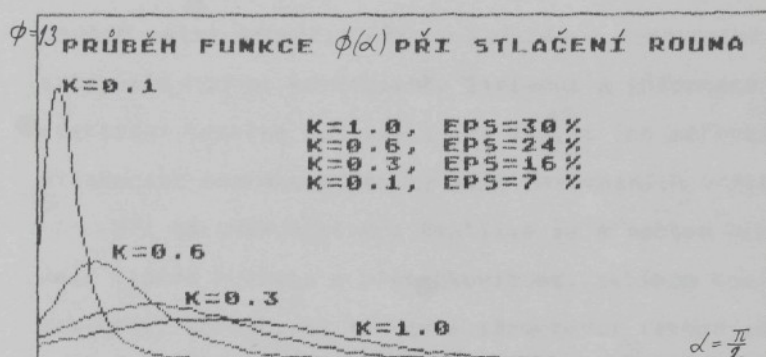
Na obrázcích 5.2 až 5.5 jsou nakresleny průběhy různých strukturálních funkcí pro několik koeficientů K stlačení ($K = \epsilon' / \epsilon_s$). Z grafů je zřejmý charakter posunu těžiště strukturální funkce směrem k menším úhlům (sklápění vláken do roviny rovna při stlačování).



Obr. 5.2

pro $\phi=3$?
pro $\alpha=30^\circ$?





Obr. 5.4

Obr. 5.2 - 5.4: Chování různých strukturních $\phi(\omega)$ funkcí při stlačování rouna.

Veličiny vystupující ve vřrazu (4.7) pro přepážkovitost jsou - kromě strukturního faktoru $\mathcal{E}$ - na stlačení rouna nezávislé. Vliv stlačení rouna na přepážkovitost (a tím na radiačně-tepelné vlastnosti rouna) se tedy projeví pouze prostřednictvím změny strukturní funkce $\phi(\omega)$ a strukturního faktoru $\mathcal{E}$.

Rozsah tlouštěk, ve kterém lze provádět měření, je dán tloušťkou nestlačeného rouna a jeho maximální stlačitelností. Podle druhu materiálu se velmi mění. Některá rouna lze stlačit až na desetinu původní tloušťky, jiná podstatně méně. U málo stlačitelných roun pak z praktických

důvodů nelze proměřit křivku $\text{Lef}(\mu)$ v dostatečně širokém intervalu hodnot koeficientu zaplnění a informace o chování efektivní tepelné vodivosti lze získat jen měřením tepelných vlastností různého počtu na sebe narovnaných vrstev.

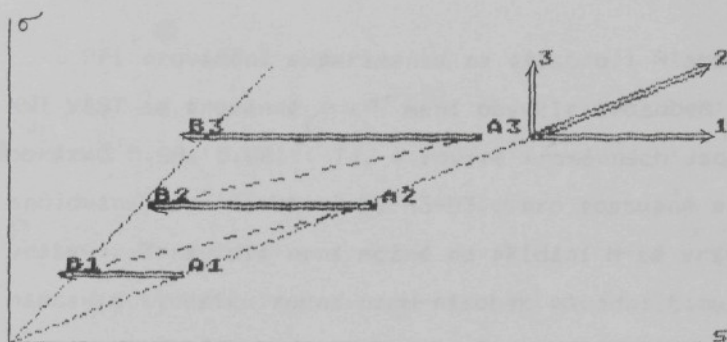
Při takovém vrstvení textilie se s počtem vrstev mění její plošná hustota a přepážkovitost, zatímco koeficient zaplnění, strukturní funkce i strukturní faktor zůstávají konstantní (pokud jsou vrstvy na sebe jen volně položeny a nedochází k stlačení textilie).

Efektivní tepelná vodivost se ovšem mění (ve smyslu 3. kapitoly)!

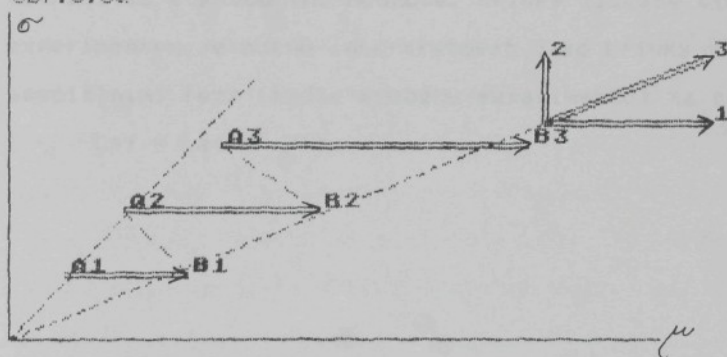
V praxi se při měření realizují obvykle obě změny: Jedna vrstva vláknenného materiálu se stlačuje až k mezi únosné pro rouno a měřicí přístroj, pak se přidá další vrstva a stlačování se opakuje. Nemá smysl měřit příliš mnoho vrstev - s tloušťkou vrstvy roste systematická chyba měření způsobená okrajovými podmínkami (únikem tepla z měřicího prostoru).

Při takovém experimentu tedy sledujeme efektivní tepelnou vodivost jako funkci dvou nezávisle proměnných μ, σ .

Vzhledem k tomu, že veličiny μ, σ, z jsou svázány vztahem (4.1), je záležitostí dohody, které dvě z nich budeme chápat jako nezávislé. V každém případě hodnoty získané běžným experimentem charakterizují funkci $\text{Lef}(\mu, \sigma)$ dvou proměnných. V rovině (σ, z) , event (σ, μ) existují tři význačné směry. Viz obr. 5.6a a 5.6b.



Obr. 5.6a



Obr. 5.6b

Obr. 5.6a - 5.6b: Vyznačné směry v rovinách strukturních parametrů (σ, δ) event. (σ, μ) .

Směr 1 - odpovídá jednoduchému stlačování textilie.

Směr 2 - odpovídá jednoduchému vrstvení textilie, při kterém je tloušťka N vrstev rovna přesně N -násobku tloušťky jedné vrstvy.

Směr 3 - odpovídá přidávání rouna do konstantního objemu (plnění): koeficient zaplnění je při takové změně přímo úměrná plošné hustotě.

mu' "zisknam"

Při provádění experimentu na přístroji Alambeta 07 na KNT VŠST se proměnné μ, σ mění obvykle způsobem patrným z obrázků 5.6A, 5.6B. (Tj. v rovině proměnných jsou postupně spojovány body A1-B1-A2-B2-A3-B3... pro postupné přidání tří vrstev). Zpravidla není možné po přidání N-té vrstvy nastavit tloušťku rovnou na N-násobek původní tloušťky jedné vrstvy - tloušťka jednou stlačené textilie se většinou nevrátí až k původní hodnotě. Křivky získané takovým experimentem je nutno interpretovat jako křivky vzniklé speciálními řezy (podle průběhu experimentu) na ploše

$$Lef = Lef(\sigma, \mu).$$

6) PŘENOS TEPLA KONDUKCI

Vedení tepla kondukcí hraje mezi všemi mechanismy přenosu tepla uvedenými v 1. kapitole dominantní roli. Kondukční efektivní tepelná vodivost (viz (1.3)) má zřejmě dvě složky odpovídající jednak vedení tepla klidným vzduchem v mezivlákněm prostoru a jednak vedení tepla ojedinelými vlákny. Dále se ukáže, že obě tyto složky se u netkaných textilních oděvních vložek řádově neliší.

Rouno představuje z hlediska kondukce složitý, do jisté míry náhodný systém, který lze popsat modely serioparalelně spojených izolačních článků. Články představují jednak vzduchové mezery (s tepelnou vodivostí L_v) a dále vlákna (dané jemností a tepelnou vodivostí L_p). Způsob konstrukce takového serioparalelního spojení má odpovídat struktuře rouna.

Vzhledem k tomu, že tepelná vodivost běžně užívaných vlákněných materiálů převyšuje tepelnou vodivost vzduchu o řád, lze očekávat, že nezávisle na volbě strukturního modelu (tj. způsobu spojení jednotlivých článků) bude kondukční složka efektivní tepelné vodivosti (nadále KSETV) rostoucí funkcí koeficientu zaplnění μ .

V případě rovin složených ze směsí vláken různého druhu lze za tepelnou vodivost vláknenného materiálu považovat vážený aritmetický průměr tepelných vodivostí jednotlivých složek s vahami určenými jejich poměrným zastoupením v rovině (12), (50). Tento postup je zřejmě oprávněný, jen pokud lze pravděpodobnou orientaci náhodně vybraného vlákna považovat za nezávislou na jeho druhu, tj. pokud technologie výroby roviny nerozlišuje nějakým způsobem uložení vláken jednotlivých druhů (např. proplétání netkaného roviny novým druhem vlákna).

V dalším budeme pro jednoduchost uvažovat vždy jednosložková roviny a uvedeme několik strukturních modelů v posloupnosti od jednodušších ke složitějším.

Podle zvolené struktury modelu zde budou figurovat seriová a paralelní spojení tepelných odporů započtená různým způsobem.

V následujících modelech K1, K2, K3 budeme předpokládat, že modelová struktura roviny je tvořena jen kolmými a rovnoběžnými vlákny tj. ve smyslu 4. kapitoly je popsána pouze strukturním faktorem ξ .

6.1) MODEL K1

V modelu K1 vliv rovnoběžných vláken na KSTEV rovná zanedbáme (oprávněnost tohoto zanedbání vyplývá až z porovnání s následujícími složitějšími modely). Modelová struktura K1 je vyobrazena na obr. 6.1



Obr.6.1: Modelová struktura K1.

$\varepsilon_f \mu$ - tá část povrchu rovná je v tomto modelu tvořena průřezem vláken,

$(1 - \varepsilon_f \mu)$ - tá část je tvořena vzduchem,

Účektivní tepelnou vodivost takového systému lze pak vyjádřit:

$$(6.1) \quad L_{ef} = L_v \cdot (1 - \varepsilon_f \mu) + L_p \cdot \varepsilon_f \mu$$

Součinn $\varepsilon_f \mu$ v první závorce lze často zanedbat proti 1 (u sledovaného výběru rovná je zpravidla $\mu < 0.1$, vždy $\varepsilon < 1$). Tím ignorujeme malý podíl zastínění povrchu rovná průřezů kolmých vláken a vztah 6.1 se zjednoduší na:

$$(6.2) \quad L_{ef} = L_v + L_p \cdot \varepsilon_f \mu$$

Oba vztahy (6.1), (6.2) uspokojivě charakterizují růst L_{ef} s koeficientem zaplnění μ a s rostoucím strukturálním faktorem ε , neobsahují však žádné informace o vlivu rovnoběžných vláken ani o závislosti na jemnosti vláken.

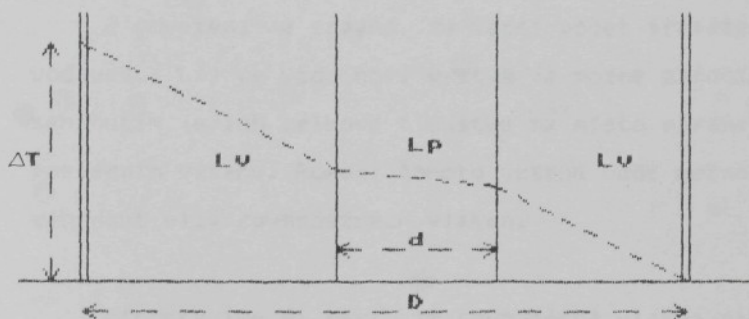
6.2) MODEL K2

Vliv rovnoběžných vláken na ETV započteme vytvořením modelových přepážek, které budou se systémem (vzduch+kolmá vlákna) spojeny seriově.

Vyšetřme proto napřed seriové spojení vzduchové mezery s vlákněným materiálem.

Mějme vrstvu vzduchu (odp. L_v) šířky D , do které je *to není odebráno* paralelně vložena vrstvička materiálu šířky d s tepelnou *úděl* vodivostí $L_p > L_v$. Na vrstvě *přes* nechť je teplotní rozdíl ΔT a teplo nechť se přenáší kolmo k rovině vrstvy pouze *bude se ztrácet ?* kondukcí.

Obr.6.2 zobrazuje průběh teploty v takovém systému.



Obr.6.2: Průběh teploty v systému vzduch - pevná látka - vzduch.

Z podmínek tepelné rovnováhy:

$$(6.3) \quad L_v \cdot \left(\frac{dT}{dx} \right)_v = L_p \cdot \left(\frac{dT}{dx} \right)_p = L_{ef} \cdot \frac{\Delta T}{D}$$

a z podmínky:

$$\left(\frac{dT}{dx} \right)_v \cdot (D-d) + \left(\frac{dT}{dx} \right)_p \cdot d = \Delta T$$

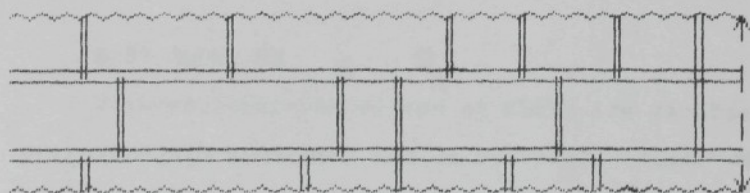
dostaneme (řešením soustavy rovnic podle $\left(\frac{dT}{dx} \right)_v$, $\left(\frac{dT}{dx} \right)_p$, L_{ef})
pro efektivní tepelnou vodivost tohoto systému:

(6.4)

$$L_{ef} = L_v \cdot \frac{1}{1 - \frac{d}{D} \left(1 - \frac{L_v}{L_p} \right)}$$

Z odvození je zřejmé, že větší počet přepážek (s vodivostí L_p) ve vzduchové vrstvě je možné započíst pouhým zahrnutím jejich celkové tloušťky na místo parametru d v posledním vztahu. Pomocí tohoto vztahu bude možno dále zahrnout vliv rovnoběžných vláken.

Představíme si nyní, že rovnoběžná vlákna nahradíme v modelové struktuře rovinnými přepážkami redukované tloušťky d (viz vztahy 4.6, 4.7), které zabírají celou plochu vzorku. Prostor mezi přepážkami zůstává proložen kolmými vlákny, tj. Jeho ETV se dá vyjádřit pomocí modelu K1. Viz modelovou strukturu na obr. 6.3.



Obr. 6.3: Modelová struktura K2.

Protože vztah (6.4) je spojitý vzhledem k proměnné d , lze tuto proměnnou nahradit výrazem $\eta \cdot d$, přestože přepážkovitost η nemusí být celé číslo (je dána rovnicí 4.7). Za veličinu D dosadíme tloušťku rouna s .

Ze vztahů (4.1), (4.7) plyne:

$$\eta \cdot d/s = \mu \cdot (1 - \varepsilon)$$

Označíme:

$$(6.5) \quad \bar{L} = L_v \cdot (1 - \varepsilon \mu) + L_p \cdot \varepsilon \mu$$

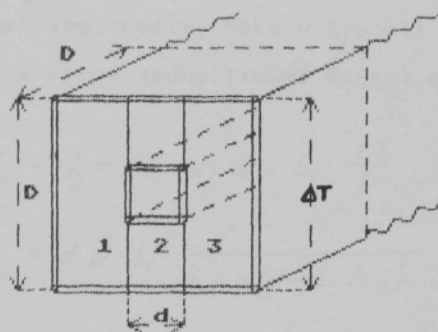
a pro $L_{ef}(K2)$ dostaneme:

$$(6.6) \quad L_{ef}^{(K2)} = \frac{\bar{L}}{1 - (1 - \varepsilon) \cdot \mu \cdot (1 - \frac{\bar{L}}{L_p})}.$$

6.3) MODEL K3

Vliv rovnoběžných vláken na KSETV lze započíst i přirozenějším způsobem, než je vytváření modelových přepážek uvnitř rouna.

Představíme si, že všechna rovnoběžná vlákna v rouně jsou v průřezu rovnoměrně rozložena a nahradíme je modelovými vlákny čtvercového průřezu (s redukovanou tloušťkou d). Na jedno vlákno nechť připadá v prostoru elementární buňka tvaru kvádru, která je zobrazena na obr. 6.4.



Obr.6.4: Modelová struktura K3.

Hranu základny elementární buňky označíme D a její velikost stanovíme z koeficientu zaplnění μ :

$$(6.7) \quad \mu \cdot (1 - \varepsilon) = \frac{d^2}{D^2}$$

Zanedbáme tepelné toky mezi částmi 1-2 a 2-3 v průřezu: tj. počítáme s tepelným tokem kolmým k rovině rovná.

V takovém případě se jedná o paralelní spojení elementů 1, 2 a 3, přičemž element 1 a 3 má KSTEV přímo L_v a struktura elementu 3 vychází stejná jako modelová struktura K2.

Vyšetříme tepelné toky v krychli s hranou D : tepelné výkony přenášené jednotlivými částmi označíme Q_1 , Q_2 , Q_3 .

$$Q_1 + Q_3 = (D-d) \cdot D \cdot L_v \cdot \frac{\Delta T}{D}$$

$$Q_2 = d \cdot D \cdot L_v \cdot \frac{\Delta T}{D-d(1-L_v/L_p)}$$

Pro celkovou hustotu tepelného toku dostáváme:

(6.8)

$$q = \frac{Q_1 + Q_2 + Q_3}{D^2} = \frac{\Delta T}{D} \cdot L_v \cdot \left[\frac{D-d}{D} + \frac{d}{D-d(1-L_v/L_p)} \right] = L_{ef}'' \cdot \frac{\Delta T}{D}$$

a s použitím vztahu (6.7) vychází pro příspěvek rovnoběžných vláken a vzduchu k KSTEV:

(6.9)

$$L_{ef}'' = L_v \cdot \left[1 - \sqrt{\mu(1-\varepsilon)} + \frac{\sqrt{\mu(1-\varepsilon)}}{1 - \sqrt{\mu(1-\varepsilon)} \cdot (1-L_v/L_p)} \right]$$

Zbývá započíst příspěvek kolmých vláken:

$$(6.10) \quad L_{ef}^\perp = L_p \cdot \varepsilon \mu$$

Celkovou ETV pak dostaneme z představy, že se oba vlákené systémy rovnoběžných a kolmých vláken přes sebe překládají:

(6.11)

$$L_{ef}^{(K3)} = L_v \cdot \left[1 - \sqrt{\mu(1-\varepsilon)} + \frac{\sqrt{\mu(1-\varepsilon)}}{1 - \sqrt{\mu(1-\varepsilon)} \cdot (1-L_v/L_p)} \right] + L_p \cdot \varepsilon \mu$$

superpozice

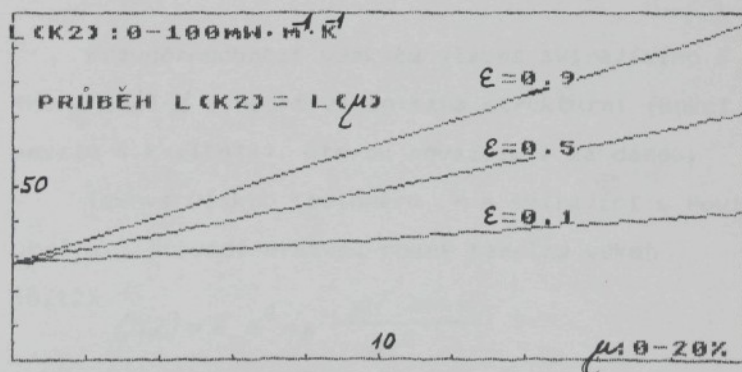
6.4) POROVNÁNÍ MODELŮ K1, K2, K3:

Porovnání vypočtených teoretických hodnot KSTEV v modelech K1, K2 a K3 poskytuje tabulka 6.5 (v příloze).

Hodnoty kondukční složky efektivní tepelné vodivosti jednotlivých modelových struktur pro polyesterové rouno jsou vyjádřeny v jednotkách $\text{mW} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ pro tři různé hodnoty strukturního faktoru ε a hodnoty koeficientu μ zaplnění v intervalu 1-10 %.

Vyjádřené hodnoty se liší příliš málo, aby bylo možno na základě experimentu jednoznačně vybrat z modelů ten, který popisuje reálnou situaci nejlépe.

V grafu 6.6 je vynesena teoret. závislost $L_{ef}(K2)$ (vztah (6.6)) pro hodnoty 0.1, 0.5, a 0.9 strukturního faktoru ε .

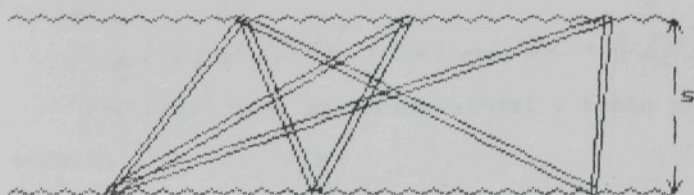


Obr. 6.6: Graf závislosti KSETV na koeficientu zaplnění v modelu K2.

6.5) MODEL K4

Ve strukturních modelech K1, K2 a K3 byla struktura rovna charakterizována pouze jediným skalárním faktorem ε . Vytvořme nyní model, v němž bude struktura rovna popsána jemněji - strukturní funkcí $\phi(\alpha)$.

Všechna vlákna ve strukturním modelu nechť jsou rovná a dosahují z jednoho povrchu rovna až k druhému povrchu tak, jak je naznačeno na obrázku 6.7.



Obr.6.7: Modelová struktura K4.

Pravděpodobnost výskytu vlákna svírajícího s rovinou rovna úhel α , nechť je popsána strukturní funkcí $\phi(\alpha)$ (ve smyslu 4.kapitoly), kterou považujeme za danou.

Takové vlákno (poloměru r a svírající s rovinou rovna úhel α) převádí vrstvou rovna tepelný výkon

$$(6.12) \quad Q(\alpha) = \pi \cdot r^2 \cdot L_p \cdot \frac{\Delta T \cdot \sin \alpha}{s}$$

a vyskytuje se s pravděpodobností $\phi(\alpha)$.

Všechna vlákna pak převádějí rovnou úhrnný výkon:

(6.13)

$$Q(\text{vlákna}) = \pi \cdot r^2 \cdot L_p \cdot \frac{\Delta T}{s} \cdot \int_0^{\pi/2} \phi(\alpha) \cdot \sin \alpha \, d\alpha$$

holky do díla?

Zanedbáme-li část povrchu rouna zastíněnou konci jednotlivých vláken (ve srovnání s celkovou plochou A vzorku), dostaneme úhrnný přenesený tepelný výkon (i se složkou odpovídající vedení vzduchem):

(6.14)

$$Q(\text{celk}) = \pi \cdot r^2 \cdot L_p \cdot \frac{\Delta T}{s} \cdot \int_0^{\pi/2} \phi(\alpha) \cdot \sin \alpha \, d\alpha + A \cdot L_v \cdot \frac{\Delta T}{s}$$

Pro koeficient zaplnění vychází v tomto strukturním modelu:

$$(6.15) \quad \mu = \frac{\pi \cdot r^2 \cdot \int_0^{\pi/2} \phi(\alpha) \cdot \frac{L}{\sin \alpha} \cdot d\alpha}{A \cdot s}$$

Z definice:

$$L_g(K4) = \frac{Q(\text{celk})}{A} \cdot \frac{s}{\Delta T}$$

a z předchozích vztahů dostaneme pro KSETV:

(6.16)

$$L_g(K4) = L_v + L_p \cdot \mu \cdot \frac{\int_0^{\pi/2} \phi(\alpha) \cdot \sin \alpha \, d\alpha}{\int_0^{\pi/2} \phi(\alpha) \cdot \sin^2 \alpha \, d\alpha}$$

ještě?

Změny strukturních funkcí při stlačování rouna byly vyšetřeny v 5. kapitole.

7) VOLNÁ KONVEKCE

Se vznikem tepelného gradientu ve vzduchu je spojen vznik gradientu hustoty a v gravitačním poli vznik vztlakové síly, která uvádí vzduch do pohybu. S tímto pohybem je pak svázán přenos tepla tzv. volnou konvekcí - pomocí makročástic tekutiny (vzduchu).

Nucenou konvekcí pak nazýváme přenos tepla prostřednictvím takového pohybu vzduchu v textilii, který je vyvolán nějakými vnějšími silami (např. ofukováním textilie).

Hlavním úkolem izolačních textilií je zabránit ve vrstvě vymezené tloušťkou rouna tomuto konvekčnímu pohybu vzduchu. Obsahují-li však větší počet vláken, než je k vytvoření dostatečného počtu překážek nutno (tj. mají-li zbytečně velký koeficient zaplnění), působí přebytná vlákna jako tepelný zkrat a podle předchozí kapitoly izolační vlastnosti roun zhoršují (L_p zpravidla převyšuje L_v o řád).

Sledováním úniku tepla z ofukované textilie se zabývá práce (45). Jde o problematiku matematicky velmi těžko formulovatelnou: má být totiž popsána vlastnost textilie - ETV - v závislosti na okrajových podmínkách úlohy o vedení tepla (pohyb vzduchu).

V této práci se tomuto problému vyhneme. Budeme sledovat jen textilie v takových situacích, v nichž nejsou vystaveny vnějšímu proudění vzduchu. V takových podmínkách se používají například tepelně izolační vlněné větrovky, spacích pytlů, atd.: tenká neprodyšná povrchová vrstva brání přenosu tepla nucenou konvekci a vlastní izolační materiál již jen přenosu tepla vedením, radiací, popř. volnou konvekci.

Není-li nutno zabránit přenosu tepla nucenou konvekci (způsobenou prouděním vzduchu z nějakých vnějších příčin), stačí pro zamezení přenosu tepla volnou konvekci relativně malý koeficient zaplnění.

Dále bude ukázáno, že ve většině případů lze i působení volné konvekce ve sledovaném výběru textilií zanedbat.

Vznik - eventuelně míra velikosti - volné konvekce se v literatuře ((5), (35)) spojuje s Grashofovým číslem Gr definovaným takto:

$$(7.1) \quad G_r = \frac{\beta \cdot g \cdot \Delta T \cdot l^3}{\nu^2} \quad [1]$$

kde:

β = koeficient tepelné roztažnosti ($\beta = 1/273 \text{ K}^{-1}$)

g = tíhové zrychlení ($g = 10 \text{ m.s}^{-2}$)

ν = kinematická viskozita vzduchu,

($\nu = 1.57 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$),

ΔT = teplotní rozdíl vstupující v úloze, ($^{\circ}\text{C}$)

l = charakteristický délkový rozměr úlohy, (m)

Sazima uvádí Grashofovo kritérium vzniku volné konvekce takto (35):

- (7.2)
1. pro $Gr < 10^3$ volná konvekce je zanedbatelná
 2. pro $10^3 < Gr < 10^7$ postupně dochází k proudění vzduchu, které má laminární charakter.
 3. pro $Gr > 10^7$ se objevuje a s rostoucím Gr sílí turbulentní proudění vzduchu.

Již z formulace kritéria je zřejmá jeho jistá neurčitost.

a) Rychlost proudění vzduchu roste s tepelným rozdílem zpravidla spojitě, klasifikace v termínech "existuje - neexistuje" zůstává pak vždy subjektivní.

b) Veličinu l - charakteristický rozměr úlohy - nelze zcela přesně definovat: má vyjadřovat délkový rozměr hrající roli v oblasti, v níž se má o existenci nebo neexistenci volné konvekce rozhodnout.

π/2 Kunda teorie

Kriterium (7.2) je třeba chápat jako fyzikální vztah přibližně popisující experimentální zkušenost, kterou neumožňuje míru volné konvekce v netkaném rouně přesně teoreticky stanovit. Z kriteria je však možno vyjít alespoň při odhadování podmínek, za nichž lze přenos tepla volnou konvekcí zanedbat.

Mějme samotnou vzduchovou štěrbinu tloušťky ℓ mezi dvěma rovnoběžnými vodorovnými rovinami s teplotním rozdílem ΔT . Teplejší rovina nechť je spodní. Pokud Grashofovo číslo stanovené za těchto podmínek bude splňovat $Gr < 10^3$, je přenos tepla volnou konvekcí na takové vzduchové štěrbině podle (7.2) zanedbatelná. Tím spíše se pak nebude uplatňovat, pokud za dané situace (tloušťka ℓ , teplotní rozdíl ΔT) vložíme do štěrbiny rouno, jehož vlákna každému pohybu vzduchu alespoň částečně brání.

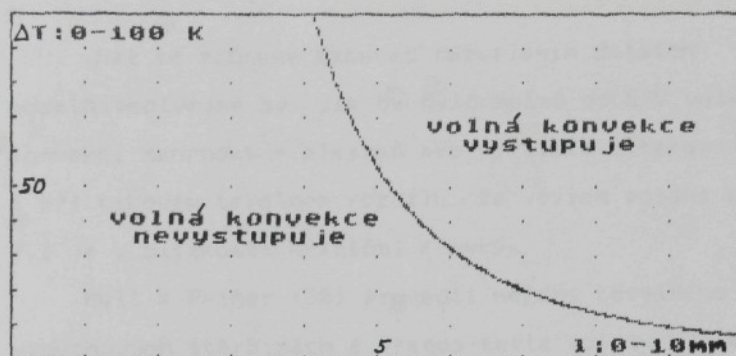
Dosadíme-li v přibližné hraniční rovnici

$$(7.3) \quad Gr = 10^3,$$

za α, β, γ výše uvedené hodnoty, dostaneme hraniční vztah mezi charakteristickou délkou ℓ (v mm) a vystupujícím teplotním rozdílem ΔT :

$$(7.4) \quad 7 \cdot 10^3 = \Delta T \cdot \ell^3,$$

jehož průběh je vynesěn na obrázku 7.1.



Obr.7.1: Hranice mezi oblastmi s volnou konvekcí a bez volné konvekce.

Netkané oděvní vložky s tloušťkou cca do 6 mm (za charakteristický rozměr l nemá smysl dosazovat větší hodnotu, než je tloušťka textilie), na nichž není tepelný rozdíl větší než cca 30 K, leží nepochybně v oblasti, kde podle výše uvedeného kritéria volnou konvekci zanedbat lze.

Oprávněnost tohoto zanedbání byla ověřena i experimentálně: Měřicí přístroj Alambeta byl při měření otáčen tak, aby vyhřívaná deska byla jednou pod a podruhé nad vzorkem. ETV byla tedy měřena poprvé s kladně působícím (tj. změřenou hodnotu zvětšujícím) konvekčním příspěvkem, podruhé se záporně působícím konvekčním příspěvkem. Protože mezi oběma změřenými hodnotami nebyl pozorován podstatný rozdíl, působení volné konvekce jsme v modelech popisujících vzorky s vhodnými parametry zanedbali.

Než se začneme zabývat rozvíjením dalších modelů, podívejme se, jak by bylo možno do ETV volnou konvekci zahrnout - alespoň pro textilie s takovou tloušťkou a při takovém tepelném rozdílu, že jejich poloha na diagramu 7.1 je v blízkosti hraniční křivky.

Mull a Reiher (30) provedli měření tepelného toku ve vzduchových šterbinách a přenos tepla volnou konvekci zahrnuli do tzv. konvektivní tepelné vodivosti vzduchu. Lko definováním funkce $f(Gr)$ tak, že

$$(7.5) \quad Lko = Lv \cdot f(Gr)$$

Funkci $f(Gr)$ pak tabelovali v intervalu $Gr \in <1; 10^7>$.

Nalezli i její přibližné matematické vyjádření:

$$(7.6) \quad f(Gr) = 1 \quad \text{pro } Gr < 10^3,$$

$$f(Gr) = 0.2 \cdot Gr^{1/4} \quad \text{pro } Gr > 10^3,$$

z něhož lze při vytváření modelu vyjít.

Dosadíme-li do Grashofova čísla za β, ν, s výše uvedené hodnoty, dostaneme s použitím vztahů (7.1), (7.5), (7.6) pro $Gr > 10^3$:

$$(7.7) \quad Lko = Lv \cdot 0.124 \cdot l^{3/4} \cdot (\Delta T)^{1/4}.$$

pro $Gr < 10^3$ pak platí

$$(7.8) \quad Lko = Lv,$$

kde l je charakteristická délka v mm,

ΔT je vystupující tepelný rozdíl.

*jedná se volnou
konvekci*

V nejhrubším fyzikálním přiblížení zanedbáme v rovně překážkovitý charakter vláken (který brání konvekčnímu pohybu vzduchu) a za charakteristickou délku l položíme přímo tloušťku rouna. S použitím vztahu

$$(7.9) \quad l = N \cdot \frac{\sigma}{\rho_p} \cdot \frac{1}{\mu}$$

který vyplývá z (4.1) (pro N vrstev rouna plošné hustoty σ a hustoty vláken ρ_p), dostaneme pro $Gr > 10^3$:

$$(7.10) \quad L_{ko} = L_v \cdot 0.048 \cdot N^{3/4} \cdot \sigma^{3/4} \cdot \rho_p^{-3/4} \cdot \Delta T^{1/4} \cdot \mu^{-3/4}$$

pro $Gr > 10^3$, ←

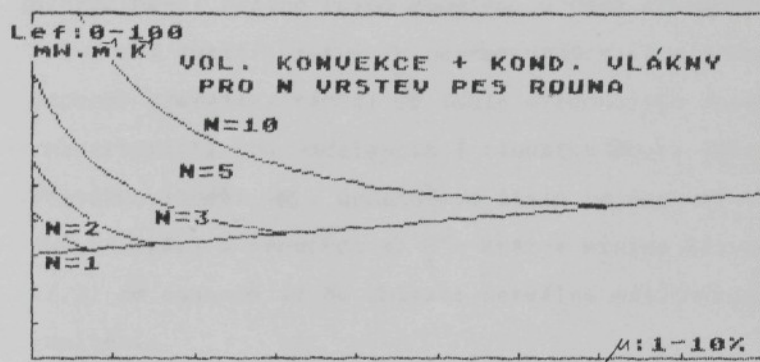
$$L_{ko} = L_v \quad \text{pro } Gr < 10^3$$

Tímto způsobem zvětšenou tepelnou vodivost vzduchu lze dosadit do některého z kondukčních modelů - např. K1: do vztahu (6.2):

$$(7.11) \quad L = L_{ko} + L_p \cdot \varepsilon \cdot \mu.$$

Při stlačování N vrstev rouna pak bude konvekční příspěvek zahrnut v členu L_{ko} popisujícím příslušně zvětšenou tepelnou vodivost vzduchu (a povede ke klesání L_{ef} s rostoucím μ) a růst ETV s koeficientem zaplnění bude popsán vedením tepla vláknem.

Graf závislosti (7.11) pro N vrstev PES rouna (plošné hustoty $\sigma = 64 \text{ g.m}^{-2}$ v jedné vrstvě) při vystupujícím tepelném rozdílu $\Delta T = 25 \text{ K}$ je zachycen na obrázku 7.2.



Obr.7.2: Graf závislosti KSETV na koeficientu zaplnění se započtením vlivu volné konvekce.

Závislost vykazuje sice hledané minimum, ovšem pouze pro dosti vysoký počet N vrstev rouna a pro příliš malé hodnoty koeficientu zaplnění.

Je to dáno tím, že volná konvekce hraje roli až při dostatečně velké charakteristické vzdálenosti nebo při dostatečně velkém vystupujícím tepelném rozdílu.

Uvedený model je jistě dosti hrubý: nerespektuje ani závislost na jemnosti vláken, ani závislost na strukturním faktoru.

Vliv jemnosti vláken a strukturního faktoru na přenos tepla volnou konvekcí by bylo možno započíst využitím přepážkovitosti a představ uvedených ve čtvrté kapitole. Nahradíme-li reálné rouno modelem, v němž rovnoběžná vlákna vytvářejí uvnitř vrstvy η neprostupných (pro proudící vzduch) přepážek, nabízí se podle předchozího dosadit za charakteristickou vzdálenost l tloušťku rouna dělenou přepážkovitostí η . Grashofovo číslo se však tímto zmenší (ve srovnání s předchozím) η^3 -krát a minima křivek v grafu (7.2) se posunou až do oblasti nereálně malých koeficientů zaplnění.

Jak se ukáže v 9. kapitole, má pro vysvětlení průběhu křivky $L(\mu)$ a pro polohu jejího minima nejpodstatnější význam chování radiační složky ETV. *je to v sadě u níž*

V rounech, která jsme sledovali, bylo možné volnou konvekci podle výše uvedených argumentů zanedbat.

8) TEPELNÁ VODIVOST VZDUCHU

V uváděných (či používaných) hodnotách tepelné vodivosti vzduchu se různé práce poněkud liší:

$$Lv = 24.2 \text{ mW} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} \quad (1),$$

$$Lv = 26 \text{ mW} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} \quad (11),$$

$$Lv = 26 \text{ mW} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} \quad (44),$$

$$Lv = 29 \text{ mW} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} \quad (32),$$

$$Lv = 25.2 \text{ mW} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} \quad (15),$$

$$Lv = 25.7 \text{ mW} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} \quad (25),$$

vol. %

Závislost L_v na teplotě je uvedena např. v práci (11):

$$Lv = 26 + 0.075 \cdot (T-293) \quad \text{mW} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$$

K blízké hodnotě součinitele lineární teplotní závislosti lze též dospět z rozboru grafu uvedeného na str. 100 v (15). V tomto grafu je zaznamenána i závislost L_v na absolutním množství vodních par ve vzduchu, z níž lze vyjádřit:

$$(8.4) \quad Lv = 25.2 + 0.07 \cdot (T-293) + 0.12 \cdot \varphi,$$

kde φ je relativní vlhkost vzduchu, $\varphi \in (0; 1)$. formul

V rozpětí pokojových teplot (cca $0-40^\circ\text{C}$) se v závislosti na teplotě a vlhkosti může L_v podle (8.4) pohybovat v intervalu

$$Lv \in (25.2; 25.6). \quad (\text{mW} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$$

Tepelná vodivost vzduchu se tedy v závislosti na teplotě a vlhkosti může v oblasti pokojových teplot změnit maximálně o 2 %. To je ovšem menší rozdíl, než který se vyskytuje u hodnot uváděných v různých pracích a než rozdíl vzniklý chybami při měření. Proto lze součinitele obou lineárních závislostí v (8.4) považovat vzhledem k výše uvedeným chybám a zásadnějším nepřesnostem za tak malé, že při vytváření tepelně-vodivostních modelů netkaných textilií v pokojových podmínkách nemá smysl o vlivu teploty a vlhkosti vzduchu uvažovat.

ne? ne? ne?

pendulární, fluktuantní

Je třeba však rozlišit závislost na vlhkosti vzduchu od závislosti na množství vlhkosti absorbované rounem. Mikroskopické kapičky vody v rouně podstatným způsobem ovlivňují jeho celkovou efektivní tepelnou vodivost (jejich tepelná vodivost je zhruba 23 krát větší než λ_v).

Studiu této závislosti se v této práci vyhneme a i experimentálně budeme sledovat jen suché vzorky.

9) PŘENOS TEPLA RADIACÍ

Radiačně izolační vlastnosti textilií se obvykle popisují pomocí pojmu propustnost pro infračervené záření nebo průteplivost. Pro jednoduchost budeme v dalším textu používat pojmu "radiační propustnost".

Radiační propustnost textilie je definována jako poměr vystupující a vstupující intenzity tepelného záření, kterému je vrstva textilie vystavena. Tepelná propustnost závisí na tloušťce vrstvy, jemnosti vláken, koeficientu zaplnění, strukturním uspořádání textilie, emisních vlastnostech vláknenného materiálu. Prostřednictvím uvedených vlastností závisí dále na intenzitě a vlnové délce použitého záření.

Měření radiační propustnosti se obvykle provádí srovnávací metodou (13) - srovnávají se intenzity dvou paprsků pocházejících z téhož zdroje, z nichž jeden textilií prošel a druhý - referenční - ji minul. Při těchto laboratorních podmínkách není textilie vystavena žádnému vnějšímu tepelnému rozdílu a teplotní gradient a jemu odpovídající kondukční tepelný tok, který se uvnitř vrstvy vytvoří, je určen právě rozdílem intenzit obou paprsků.

Teplotní gradient je v těchto podmínkách důsledkem radiačně izolačních vlastností roouna a je proto obtížné svazovat tepelnou propustnost s efektivní radiační tepelnou vodivostí ve smyslu vztahu (1.3).

Při praktickém použití je izolační textilie vystavena především teplotnímu rozdílu. Tento rozdíl vyvolává ve vrstvě teplotní gradient, jehož průběh je určen kondukčními a radiačními vlastnostmi rouna (pokud zanedbáme přenos tepla volnou konvekci). Každé vlákno v rouně vytváří svou lokální tepelnou bilanci: dopadající záření částečně pohlcuje a částečně odráží podle lokálních geometrických poměrů a všesměrově vyzařuje energii podle své teploty. Tepelné paprsky, jejichž vlnová délka je srovnatelná s průměrem vláken, se v blízkosti těchto překážek ohýbají.

Je zřejmé, že není možné řešit tepelně radiační poměry v tak složitém systému přesným popisem všech zúčastněných procesů - nebylo by to prakticky možné, ani kdyby byla známa přesná poloha všech vláken v rouně.

Jeden z možných přístupů je popsán v modelech Tonga (41) a Farnwortha (4), v nichž je rouno chápáno jako kontinuum s jistými kondukčními a radiačními vlastnostmi, které jsou určeny z obdobných vlastností vlákenného materiálu, vzduchu a příslušného koeficientu zaplnění. Různými způsoby se pak řeší soustava diferenciálních rovnic, která vyjadřuje lokální zákon zachování energie v obecném bodě rouna při respektování okrajových podmínek a způsobu výměny energie absorpcí, emisí, odrazem a vedením. Tepelné a radiační toky jsou chápány jako kolmé k rovině rouna.

Tyto modely umožňují popsat interakci kondukčního a radiačního způsobu přenosu tepla a stanovit tak nelineární průběh teploty uvnitř silné vrstvy vzorku s velmi malým koeficientem zaplnění (v práci (4) jsou studovány vzorky tloušťky kolem 10 mm s koef. zaplnění cca 1%). Řešení složitějšího systému rovnic je však umožněno právě za cenu modelového nahrazení struktury rovinou kontinuem. V rovnicích pak nevystupují žádné strukturní parametry textilie, proto ani výsledky nemohou závislost tepelných vlastností na struktuře popsat.

jak pro o dom učením?

Jak se dále ukáže, lze nelinearitu teplotního průběhu uvnitř vrstvy sledovaného výběru rovin zanedbat. To umožní studovat oba způsoby přenosu tepla (kondukcí a radiací) odděleně a toto zjednodušení dále dovolí popsat závislost těchto mechanismů na strukturních parametrech rovin zavedených v kapitole 4.

9.1) MODEL R1

Následující model zahrne jednoduchým způsobem závislost efektivní radiační tepelné vodivosti (dále ERTV) na koeficientu zaplnění bez respektování souvislostí s ostatními strukturními parametry.

Mezi dvěma nekonečnými rovnoběžnými rovinami se stejnými emisními koeficienty ϵ_x a teplotami T_1 , T_2 , které jsou umístěny ve vakuu, vychází ze Stefanova zákona intenzita radiačního tepelného toku

$$(9.1) \quad q = \mathcal{J} \cdot \frac{T_1^4 - T_2^4}{(2/\epsilon_x - 1)},$$

kde $\mathcal{J}$ je Stefanova-Boltzmannova konstanta.

Rozdíl 4. mocnin teplot lze vyjádřit např. takto:

$$T_1^4 - T_2^4 = \underbrace{(T_1^2 + T_2^2)}_2 \underbrace{(T_1 + T_2)}_2 (T_1 - T_2) = 4\bar{T}^3 (T_1 - T_2) = 4\bar{T}^3 \Delta T$$

a potom

$$(9.2) \quad q = \mathcal{J} \frac{4 \cdot \bar{T}^3}{(2/\epsilon_x - 1)} \Delta T$$

$\bar{T}$ zřejmě představuje střední teplotu; ΔT je odpovídající teplotní rozdíl na vakuové vrstvě.

Vložíme-li do prostoru mezi rovinami rouno, bude reálný tepelný tok menší než původní tok ve vakuu. Protože však radiačně izolační vlastnosti rouna neumíme doposud nijak teoreticky zhodnotit, charakterizujeme je prozatím materiálovou konstantou $C_r < 1$ a vyjádříme radiační tepelný tok rounem takto:

$$(9.3) \quad q = L_r \cdot \frac{\Delta T}{s} = C_r \cdot \frac{4 \cdot \mathcal{J} \cdot \bar{T}^3}{(2/\epsilon_p - 1)} \Delta T,$$

kde L_r je ERTV rouna, s je vzdálenost omezujících rovin (tloušťka rouna).

- 9,3 není definice

Konstantu Cr (definovanou rovnicí (9.3)) budeme nazývat **RADIAČNÍM SOUCINITELEM**. Vyjadřuje, kolikrát je radiační tepelný tok v rovině menší, než by byl odpovídající radiační tepelný tok (za stejných tepelných poměrů) ve vakuu.

Cr samozřejmě závisí na materiálových a strukturních vlastnostech roviny. V úvodní etapě modelování nebudeme však tyto závislosti sledovat.

Odpovídající ERTV roviny vyjádříme ze vztahu (9.3) s použitím strukturního vztahu:

$$(9.4) \quad \rho = \frac{\sigma}{\rho_p} \cdot \frac{1}{\mu}$$

Dostaneme:

$$(9.5) \quad L_r = K \cdot \bar{T}^3 \cdot Cr \cdot \mu^{-1}$$

$$L_r = L_{vak} \cdot Cr \cdot (2/\epsilon_x - 1)^{-1}$$

$$(9.6) \quad \text{kde} \quad L_{vak} = 4 \cdot \sigma \cdot \bar{T}^3 \cdot \frac{\sigma}{\rho_p} \cdot \frac{1}{\mu} = 4 \cdot \sigma \cdot \bar{T}^3 \cdot \rho$$

$$K = \sigma \cdot \frac{4}{(2/\epsilon_x - 1)} \cdot \frac{\sigma}{\rho_p}$$

L_{vak} jsme označili hypotetickou ERTV vakuové štěrbiny mezi dvěma absolutně černými deskami.

ZÁVĚR: Radiační efektivní tepelná vodivost vychází v modelu nepřímě úměrná koeficientu zaplnění μ a proto může vysvětlovat klesající část křivky $L(\mu)$.

POZNÁMKA: Ve výše uvedených vztazích se vyskytuje ϵ_x - emisivita hraničních rovin - jako jediná veličina (kromě teploty $\bar{T}$), která není přímo vlastností roviny. Dostáváme tak závislost charakteristiky roviny (L_r) na jistém vnějším parametru (okrajové podmínce).

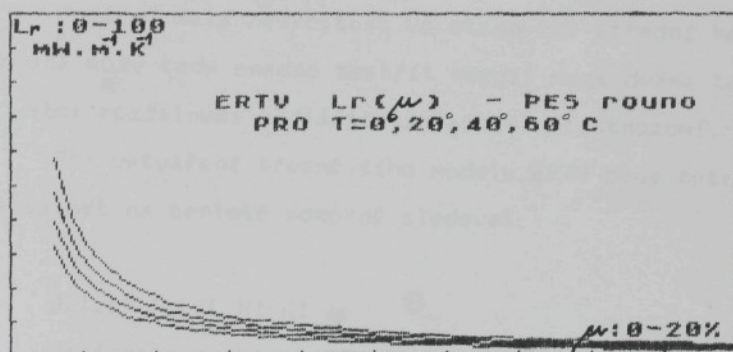
Vše je ϵ_x

Přijmeme nadále konvenci, podle níž položíme

$$(9.6a) \quad \epsilon_x = \epsilon_p$$

kde ϵ_p je emisivita materiálu vláken.

Budeme-li tepelné vlastnosti rouna popisovat mezi dvěma rovinami z materiálu, z něhož jsou vyrobena i vlákna textilie, nebudou charakteristiky rouna záviset na dalších vnějších parametrech. Další výhodnost této dohody se ukáže v následující kapitole.



Obr.9.1: Graf vyjadřuje závislost ERTV PES rouna $\sigma=74\text{g.m}^2$ s použitím limitní možné hodnoty ($C_r=1$) na koeficientu μ při různých teplotách.

POZNÁMKA - PŘÍKLAD k závislosti ERTV na střední teplotě $\bar{T}$ rouna.

Vlivem třetí mocniny teploty ve vztahu (9.5) velikost radiačního příspěvku k celkové ETV s teplotou silně roste.

Ilustrujeme situaci příkladem:

Textilie s radiačním součinitelem $Cr=0.82$ (tj. vlákna rouna způsobují pokles radiačního tepelného toku oproti vakuu takřka o jednu pětinu) bude mít při teplotě $T=320$ K stejnou ERTV jako hypotetická "radiačně zcela propustná" textilie s $Cr=1$ (tj. vakuová mezera) při 300 K.

Vychází totiž:

$$300^3 = 320^3 \cdot 0.82.$$

pro radiační model $\times \epsilon \cdot \epsilon$

Poměrně malá neurčitost ve stanovení střední teploty $\bar{T}$ rouna může tedy snadno zastřít rozdíl mezi dvěma textiliemi s velmi rozdílnými radiačně izolačními vlastnostmi.

Při vytváření přesnějšího modelu ERTV bude nutné závislost na teplotě pozorně sledovat.

9.1.1) MODEL R1-K1

Vyjadříme celkovou ETV takto: zanedbáme konvekci, kondukční složku vyjadříme vztahem (6.1), radiační vztahem (9.5).

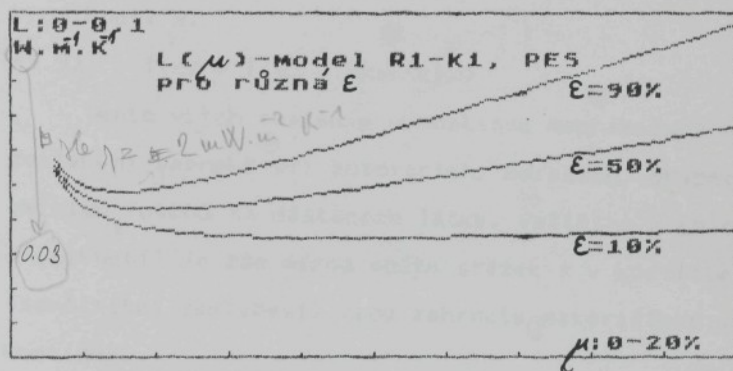
$$(9.7) \quad L(\mu) = L_v \cdot (1 - \epsilon \cdot \mu) + L_p \cdot \epsilon \cdot \mu + K \cdot \bar{T}^3 \cdot Cr \cdot \mu^1$$

Závislost $L(\mu)$ má průběh velmi podobný průběhu pozorovanému experimentálně: především vykazuje hledané minimum pro hodnotu koeficientu zaplnění:

(9.8)

$$\mu_m = \sqrt{\frac{4 \cdot \rho \cdot \bar{T}^3 \cdot C_n \cdot \sigma}{\rho_p \cdot (2/\epsilon_p - 1) \cdot L_p \cdot \epsilon}}$$

V tomto vztahu je rovnou charakterizováno parametry ρ_p , σ , L_p , ε , Cr . Radiační součinitel Cr je možno stanovit z experimentu (viz kap. 11), nebo i teoreticky (vztahy (9.32), (9.42)) v závislosti na přepážkovitosti η prostřednictvím dále uvedených modelů R4, R5.



Obr.9.2: Průběh závislosti (9.7) pro PES rovnou ($\sigma = 743 \text{ W.m}^{-2}$) s různými hodnotami strukturálního faktoru ε , s použitím limitní hodnoty $Cr=1$, při teplotě $T=293 \text{ K}$.

kde do jeh
 ope?

3.2) MODEL R2

V modelu R2 bude radiální tepelný tok vyjádřen takovým způsobem, aby byl při průchodu textilií vhodně tlumen.

Při popisu průchodu záření kontínuem se často užívá tzv. Lambertova zákona, podle něhož intenzita I procházejícího paprsku klesá exponenciálně s hloubkou proniknutí x .

$$(3.9) \quad I(x) = I(0) \cdot \exp(-k \cdot x)$$

Tento vztah popisuje v kontínuu mechanismus postupného zeslabení paprsků při absorpcích, odrazech, ohybech a emisích fotonů na částicích látky. Veličina x (hloubka proniknutí) je zde mírou počtu srážek a v koeficientu k (součinitel zeslabení) jsou zahrnuty materiálové vlastnosti kontínuu.

Při klesání intenzity tepelného záření procházejícího vrstvou rouna hraje podstatnou roli počet koincidencí tepelného paprsku s vlákny. Je dán nejenom koeficientem zaplnění, ale i jemností vláken a jejich prostorovou orientací (v rouně s vysokým obsahem kolmých vláken bude při stejném koeficientu zaplnění zřejmě větší průchodnost paprsku kolmo k vrstvě než v podobném rouně s vysokým obsahem rovnoběžných vláken).

Veličina, která počet takových fiktivních koincidencí přibližně charakterizuje - přepážkovitost - byla zavedena v kap. 4 vztahem (4.7).

Nabízí se tedy možnost upravit předchozí model R1 v duchu Lambertova zákona a popsat radiační součinitel C_r vztahem:

$$(9.10) \quad C_r = \exp(-k \cdot \eta).$$

Bezrozměrná konstanta k , zavedená tímto vztahem, hraje roli součinitele zeslabení a zřejmě závisí na struktuře rouna, na emisních a absorpčních vlastnostech materiálu vláken. Cesta ke stanovení její teoretické hodnoty bude uvedena dále.

Pro ERTV dostáváme

$$(9.10a) \quad L(R2) = \frac{4 \cdot \mathcal{F} \cdot \bar{T}^3 \cdot \sigma}{(2/\epsilon_p - 1) \rho_p} \cdot \frac{1}{\mu} \exp\left(-k \cdot \frac{\sigma \cdot (1-\epsilon)}{\sqrt{\pi} \cdot n \cdot \rho_p}\right).$$

Limitní případy modelu R2:

Pro $\eta = 0$ - (tj. nekonečně řídké rouno) dostaneme $C_r=1$; model je shodný s výše uvedeným R1 (varianta vakuové štěrbiny).

Pro η rostoucí nade všechny meze (tj. vrstvení nekonečně mnoha vrstev rouna) se bude exponenciála ve vztahu (9.10) blížit k nule a rouno nepropustí žádný radiační tok.

9.2.1) MODEL R2-K1

Při použití modelu kondukční vodivosti K1 (viz vztah (6.1)) a vztahů (9.5), (9.6), a (9.10), dostaneme pro celkovou ETV rouna:

$$(9.11) \quad L_{\mathcal{F}}(\mu, \sigma) = L_v + (L_p - L_v) \cdot \epsilon \mu + \frac{4 \cdot \mathcal{F} \cdot \bar{T}^3 \cdot \sigma}{(2/\epsilon_p - 1) \rho_p} \cdot \frac{1}{\mu} \cdot \exp\left(-k \cdot \frac{\sigma \cdot (1-\epsilon)}{\sqrt{\pi} \cdot n \cdot \rho_p}\right).$$

VYŠETŘENÍ MODELU:

Model popisuje celkovou ETV rouna v závislosti na těchto parametrech:

- a) $L_p, \rho_p, r, \epsilon_p$ - parametry vláken (ϵ_p viz (9.6a))
- b) σ, ε, μ - strukturní parametry rouna (dané technologií výroby),
- c) $\bar{T}$ - teplota (vnější parametr),
- d) k - součinitel zeslabení je bezrozměrná empirická konstanta související se strukturními parametry rouna a může být stanovena experimentálně. Lze ji - v závislosti na přepážkovitosti - přibližně stanovit i teoreticky (viz dále - vztahy (9.32) event. (9.42)) a u sledovaného výběru roun je její teoretická hodnota přibližně $k=0.19$. *co by je*

Vyšetřme nyní chování ETV popsané modelem R2-K1 při charakteristických změnách parametrů PES rouna, které se realizují během měření ETV: stlačování, vrstvení popř. plnění (ve smyslu kap.4).

Protože konkrétní vrstva textilie je z izolačního hlediska nejvýhodněji charakterizována svou tepelnou vodivostí $\lambda = L/s$ ($W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$) (efektivní tepelná vodivost *plešby* vrstvy - nikoliv specifická vlastnost materiálu), vyneseme i odpovídající grafy $\lambda(\mu)$.

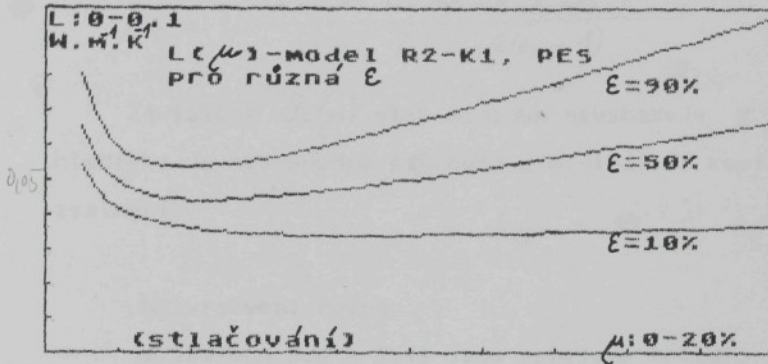
K vyčíslení vztahu (9.11) použijeme hodnoty:

$$\sigma = 75 \text{ g} \cdot \text{m}^{-2}, \quad r = 10 \mu\text{m}, \quad T = 20^\circ\text{C}, \quad k = 0.19, \quad \epsilon_p = 0.8.$$

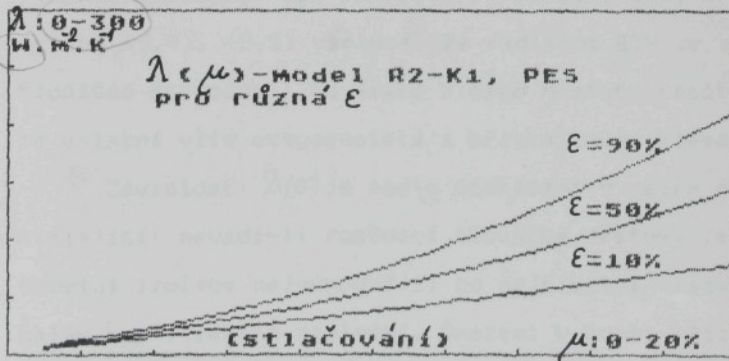
a) stlačování rouna

V grafech 9.3 a 9.3a jsou vyneseny průběhy $L(\mu)$ event.

$\lambda(\mu)$ pro různé hodnoty strukturního parametru ε :



Obr.9.3: Závislost $L(\mu)$ při stlačování rouna



Obr.9.3a: Závislost $\lambda(\mu)$ při stlačování rouna

Závislost $L(\mu)$ vykazuje průběh s minimem v bodě:

(9.12)

$$\mu_M = \sqrt{\frac{4 \cdot g \cdot \sigma \cdot \bar{T}^3 \cdot \exp(-k \frac{\sigma(1-\varepsilon)}{\rho_p \sqrt{\pi} \cdot r})}{\rho_p (L_p - L_v) \cdot \varepsilon \cdot (2/\varepsilon_p - 1)}}$$

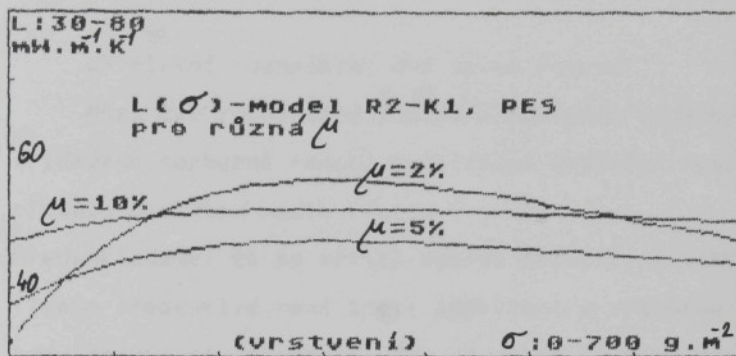
Závislost $\lambda(\mu)$ však minimum nevykazuje: z izolačního hlediska je nejvýhodnější rouno s minimálním koeficientem zaplnění.

dle výpočtu je rouno

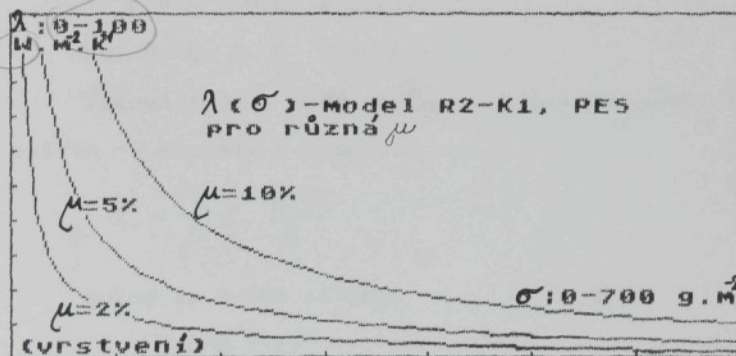
b) vrstvení rouna

V grafech 9.4 a 9.4a jsou vyneseny průběhy $L(\sigma)$ event. $\lambda(\sigma)$ pro různé hodnoty koeficientu zaplnění, o kterém předpokládáme, že se při přidávání vrstev rouna nemění. Tloušťka rouna v tomto případě roste lineárně s plošnou hustotou, což vysvětluje rostoucí část křivek (ze vztahů (9.4), (9.5) vyplývá, že ^{ne} radiační ETV je přímo úměrná tloušťce štěrbin); od jisté plošné hustoty (počtu vrstev) se uplatní vliv exponenciely a křivka začne klesat.

Závislost $\lambda(\sigma)$ je podle očekávání v celém průběhu klesající: nevadí-li rostoucí tloušťka vrstvy, je jako tepelná izolace nejvýhodnější co nejtlustší vrstva rouna s malým koeficientem zaplnění. Omezení v tomto případě vyplývá z potřeby zanedbat volnou konvekci.



Obr.9.4: Závislost $L(\sigma)$ při vrstvení rouna



Obr.9.4a: Závislost $\lambda(\sigma)$ při vrstvení rouna

c) Plnění rouna mezi dvě pevné roviny

Mezi dvě rovnoběžné roviny s neměnnou vzdáleností s přidáváme postupně rouno. Koeficient zaplnění roste s plošnou hustotou podle (4.1).

Předpokládáme, že se příliš nemění strukturní faktor $\mathcal{E}$. (Tento předpoklad není zcela adekvátní a přijmeme jej jako provizorní: závislost $\mathcal{E}(\sigma)$ je zatím neznámá klesající funkce, kterou nahrazujeme její střední hodnotou.)

V takovém případě přejde závislost (9.11) na tvar:

$$(9.13) \quad L_{\mathcal{P}}(\sigma) = L_v + (L_p - L_v) \cdot \frac{\mathcal{E} \cdot \sigma}{\rho_p \cdot s} + \frac{4 \cdot \mathcal{F} \cdot \bar{T}^3 \cdot s}{(2/\epsilon_p - 1)} \cdot \exp\left(-k \cdot \frac{(1-\epsilon)}{\sqrt{\pi} \cdot \rho_p \cdot k} \cdot \sigma\right).$$

neboli

$$L = A + B \cdot \sigma + C \cdot \exp(-D \cdot \sigma),$$

kde A, B, C, D jsou konstanty.

Taková funkce může mít pro kladný argument jediný extrém - minimum v bodě:

$$\sigma_H = \frac{1}{D} \ln \frac{C \cdot D}{B}$$

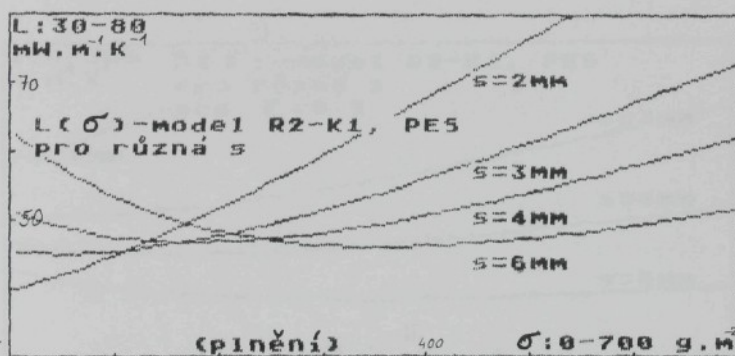
pokud je ovšem splněno

$$C \cdot D / B > 1.$$

$L(\sigma)$ nabývá minima pro

$$(9.14) \quad \sigma_H = \frac{\sqrt{\pi} \cdot k \cdot \rho_p}{k \cdot (1-\epsilon)} \ln \left[\frac{4 \cdot \mathcal{F} \cdot \bar{T}^3 \cdot k \cdot s^2}{L_p - L_v} \cdot \frac{1-\epsilon}{\epsilon} \cdot \frac{1}{\sqrt{\pi} \cdot k} \right].$$

Tento vztah umožňuje (v rámci uvedených nepřesností) teoreticky nalézt plošnou hustotu rouna (se zadanou tloušťkou a daným strukturním faktorem) tak, aby jeho tepelná vodivost byla minimální.

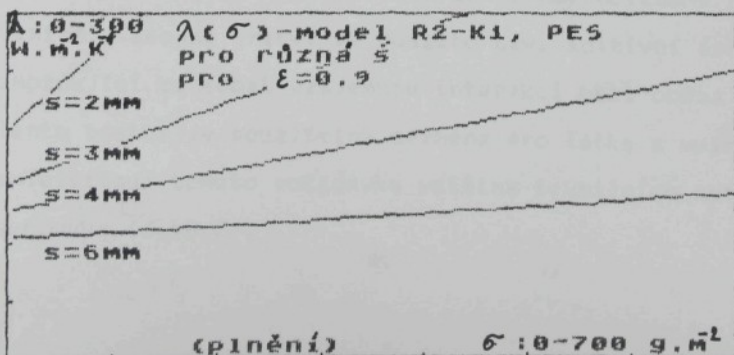
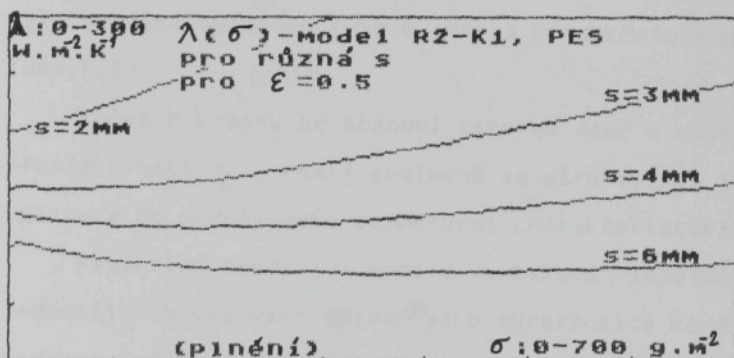
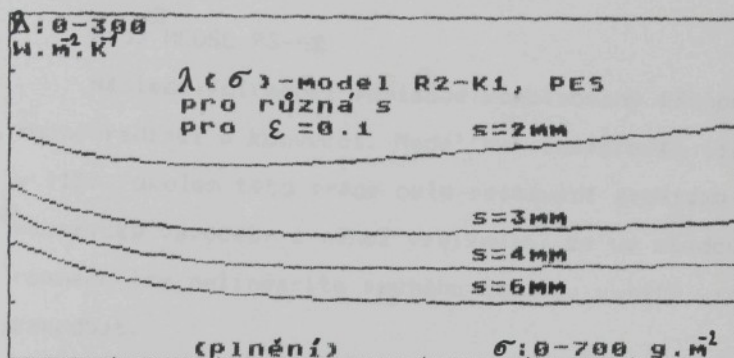


V grafu 9.5 jsou vyneseny závislosti $L(\sigma)$ pro konstantní strukturní faktor $\varepsilon = 0.5$ a pro různé tloušťky rouna: 2, 3, 4 a 6 mm.

Pro tloušťku $s = 2$ mm minimum nenastává a závislost je v celém průběhu rostoucí: minimální tloušťka, při níž se již objevuje průběh s minimem (v $\sigma = 0$), se spočte z podmínky:

$$(9.15) \quad 4 \cdot \varphi \cdot \bar{T}^3 \cdot \frac{k \cdot s^2}{L_p - L_v} \cdot \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \cdot \frac{1}{\sqrt{\pi} \cdot h} = 1$$

a pro $\varepsilon = 0.5$ vyjde $s = 2.7$ mm.



Obr.9.5abc: V grafech na obrázcích 9.5a - 9.5c jsou vyneseny odpovídající závislosti $\lambda(\sigma)$ pro rovná se strukturními faktory $\xi = 0.1$, $\xi = 0.5$, $\xi = 0.9$.

9.3) MODEL R3-K2

Následující model popisuje kombinovaný přenos tepla v rovině radiací a konvekcí. Model byl inspirován (37), navržen v (17). Úkolem této práce bylo sestavení programu pro numerický výpočet, z něhož vyplynulo, že ve studovaných rovinech lze nelinearitě průběhu teploty uvnitř vrstvy zanedbat.

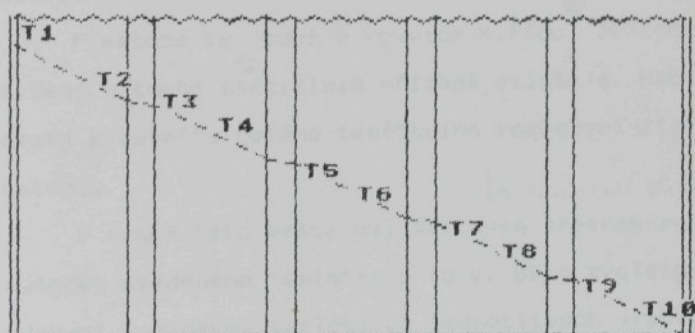
Základní představa o modelové struktuře rovna je stejná jako ve výše uvedeném (viz 6. kap.) kondukčním modelu K2 (obr. 6.3).

Počet M vrstev se stanoví (stejně jako u modelu K2) z přepážkovosti η , která společně se strukturálním faktorem ε vstupuje do modelu jako strukturální charakteristika rovna.

Fyzikální představa modelu je taková: Tepelný tok je v jednotlivých vrstvách chápán jako superpozice kondukce a radiace, přičemž pro radiační složku lze užít jednoduchý model přenosu mezi dvěma nekonečnými rovnoběžnými rovinami. Uvnitř vlákně vrstvy je použito tzv. aditivní aproximace, umožňující zanedbat vzájemnou interakci mezi oběma procesy. Tento postup je použitelný zejména pro látky s vyšší emisivitou; tomuto požadavku většina textilních materiálů vyhovuje ($\varepsilon_p > 0.7$).

Proč?

V ustáleném stavu je požadován (v (37)) stejný tepelný tok ve všech vrstvách. Teplotní průběh v rovině je předpokládán nelineární; hranice každé vrstvy má svou teplotu, která určuje míru jejího vyzařování. Viz obr. 9.6 pro $M=4$.



Obr.9.6: Průběh teploty v modelové struktuře K2.

Rovnice rovnováhy mezi dvěma sousedícími vrstvami (vrstva vzduchu proloženého kolmými vlákny a modelová přepážková vrstva tloušťky d z vlákenného materiálu) má pokaždé tvar:

$$(9.16) \quad A_i (T_{i-1}^4 - T_i^4) + B_i (T_{i-1} - T_i) = C_i (T_i^4 - T_{i+1}^4) + D_i (T_i - T_{i+1}),$$

pro $i=1, 2, \dots, 2M+1$.

Konstanty A_i, B_i, C_i, D_i závisí na materiálu roviny a strukturním faktoru $\mathcal{E}$, T_i je teplota i -tého povrchu příslušné vrstvy.

není předs

Konvence (9.6a) zjednodušuje nyní systém rovnic: v rovnicích popisujících hraniční vrstvy figuruji podobné konstanty jako v ostatních rovnicích.

V soustavě rovnic (9.16) jsou jednotlivé rovnice chápány jako rovnice pro neznámou T_k . Je snahou určit ji za předpokladu, že teploty T_{k-1} a T_{k+1} obou sousedních vrstev jsou dány.

Přestože se jedná o rovnice 4. řádu, jejich analytické řešení v tomto speciálním případě existuje. Nabízí se tím cesta k výpočtu celého teplotního rozložení iterační metodou.

V rámci této práce byl sestaven program pro iterační výpočet uvedeného teplotního pole. Bylo zvoleno takové výchozí rozložení teploty na jednotlivých vrstvách, jaké odpovídá přenosu tepla pouze kondukcí (model K2).

Výpočet ukázal, že i pro malé počty vrstev ($M=3-5$) je posun teplot z výchozích poloh zcela zanedbatelný (cca 0.01 K pro tepelný rozdíl cca 30 K na celé vrstvě).

Příspěvek radiace k celkové ETW se tudíž dá stanovit v jednotlivých vrstvách s dostatečnou přesností i z varianty modelu R1 takto: Zanedbáme teplotní spády na jednotlivých "vlákněných" vrstvách (to lze provést vzhledem k tomu, že jejich tloušťka je ve srovnání s tloušťkou celé vrstvy malá (o řád menší) a tepelná vodivost je naopak skoro o řád větší než vodivost vzduchu).

do numerického programu

*ale 9. řádky
+ ne po řádky*

V jednotlivých "vzduchových" vrstvách vyjádříme radiační tepelný tok modelem R1. Z celkového tepelného toku dostaneme celkovou ETV.

Teplotní rozdíl na každé vzduchové vrstvě je zřejmě $\Delta T/(M+1)$, kde ΔT je teplotní rozdíl na celé vrstvě rovná.

Tomu odpovídá radiační tepelný tok

$$(9.17) \quad q_r = 4 \cdot \mathcal{E} \cdot \frac{\bar{T}^3}{(2/\epsilon_p - 1)} \cdot \frac{\Delta T}{M+1},$$

kde ϵ_p je emisivita vláknenného materiálu a $\bar{T}$ je střední teplota rovná.

Odpovídající efektivní radiační vodivost se stanoví ze vztahu

$$(9.18) \quad q = L_r \cdot \Delta T/s,$$

takže dostaneme (viz vztahy (9.4), (9.5), (9.6)):

$$(9.19) \quad L_r = K \cdot \bar{T}^3 \cdot 1/\mu \cdot 1/(M+1),$$

kde

$$K = \mathcal{E} \cdot 4/(2/\epsilon_p - 1) \cdot \sigma/\rho_p.$$

Neboli:

$$(9.20) \quad Cr = 1/(\eta + 1)$$

Vzhledem ke spojitosti formule bylo možno v posledním vztahu zpětně nahradit počet M vrstev původní neceločíselnou charakteristikou η .

HODNOCENÍ MODELU: Z rovnice (9.20) vyplývá, že započtením
radiačního utlumení modelem přepážek klesne ERTV oproti
vakuové mezeře přibližně $(\eta + 1)$ - krát. *do jisté míry*

V takovém případě by se v běžných oděvních rounech a za
běžných tepelných rozdílů podílela radiace na vedení tepla
velmi málo a tepelné vlastnosti textilií by byly
charakterizovány zejména kondukcí.

Experimentální výsledky (29) však ukazují, že radiační
složka ETV tak malá není.

Tato disproporce je zřejmě způsobena příliš
zjednodušeným pohledem na mechanismus radiačního přenosu,
který uvedený model poskytuje: Ze struktury modelu vyplývá,
že každý geometrický paprsek procházející kolmo rounem musí
právě M -krát koincidovat s materiálem vláken (tj. na každé
přepážce) a bez koincidence projde vždy dráhu právě $s/(M+1)$.
Žádný paprsek nemůže v tomto modelu projít dráhou delší.

Nezávisle na způsobu, jakým započteme absorpci, emisi,
odraz nebo ohyb tepelného paprsku, bude energie paprskem
přenesená značně růst se vzdáleností, kterou paprsek vrstvou
rouna bez koincidence prošel. Je totiž úměrná rozdílu
čtvrtých mocnin teplot v místě emise a absorpce a teplotní
průběh v rouně je zhruba lineární.

Vzhledem k tomu, že hodnoty pokojových teplot v jednotkách absolutní tepelné stupnice jsou velké ve srovnání s teplotními rozdíly vystupujícími na textilních rounech, budeme se i nadále držet možnosti rozvinout rozdíl čtvrtých mocnin takto:

$$T_1^4 - T_2^4 = 4 \cdot \bar{T}^3 \cdot (T_1 - T_2).$$

Reálná vlákna jsou v rouně rozmístěna náhodně podle dosud neznámého statistického zákona, který je určen technologií výroby. I když přepážkovitost charakterizuje jakousi statistickou střední hodnotu počtu koincidencí (v tomto neznámém statistickém zákoně), pravděpodobnost existence paprsků, které při průchodu kolmo rounem koincidují s vlákny méně než η -krát, je nenulová. Takové paprsky jsou však nositeli většího množství energie a proto přispívají i k ERTV větším dílem.

Chceme-li zachytit jejich vliv, musíme opustit představu ekvidistančních vrstev a hledat alespoň přibližný statistický popis mechanismu, kterým tepelný paprsek procházející kolmo rounem interaguje s náhodně rozmístěnými vlákny.

9.4) STATISTICKÝ STRUKTURNÍ MODEL ROUNA

Hledejme statistický strukturní model rouna, který by dovolil popsat uvedené možnosti průchodu tepelného paprsku vláknennou vrstvou.

OZNACENÍ: Náhodný geometrický paprsek procházející kolmo rounem může protnout 0, 1, ... až Z vláken.

Číslo Z - maximální možný počet koincidencí - je dáno jemností vláken, tloušťkou vrstvy a strukturou rouna. Jistě je omezeno:

$$(9.21) \quad Z \leq s/D,$$

kde s je tloušťka vrstvy a D je průměr vlákna.

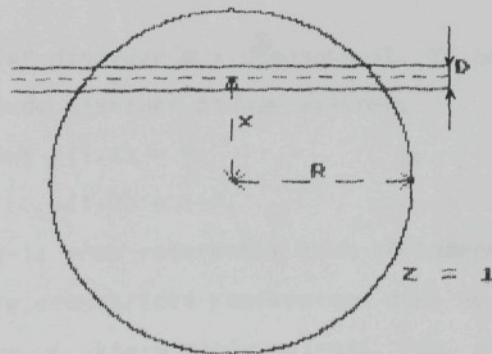
($Z = s/D$ odpovídá situaci, kdy lokální průřez rounem je tvořen jen vlákny navzájem se dotýkajícími).

Označme $p(Z, k)$ pravděpodobnost, že náhodný kolmý paprsek protne právě k vláken.

Cílem této kapitoly budiž nalezení přibližného statistického zákona, který umožní vyjádřit $p(Z, k)$ pomocí strukturních parametrů rouna (přepážkovitosti, jemnosti vláken a tloušťky vrstvy).

PŘEDPOKLADY: K nalezení statistického modelu popisu struktury rouna jsme nuceni předpokládat, že je rouno izotropní, tj. zanedbat paralelizaci vláken vytvořenou při průchodu vrstvy rounotvořičem. Předpokládáme tedy, že orientace průmětů vláken do roviny rouna jsou zcela náhodné (tzv. neorientované rouno (34), str.74). Budeme ignorovat i ohyby vláken s důvěrou, že jejich vliv na tepelné vlastnosti je nepodstatný.

ODVOZENÍ: Představíme si na rouně "okénko" - referenční kruh poloměru R , ve kterém pozorujeme jednotlivé (rovné!) průměty vláken do roviny rouna; vzhledem k okénku je jejich poloha dána jediným parametrem - náhodnou vzdáleností x od středu kruhu. Viz obr. 9.7.



Obr. 9.7: Referenční kruh s jedním vláknem.

V případě jednoho vlákna procházejícího ve vzdálenosti x od středu referenčního kruhu je pravděpodobnost, že náhodný bod kruhu bude vláknem zastíněn, rovna relativní velikosti celkové plochy překryté vláknem. Tedy:

$$p(x) = \frac{S(x)}{\pi R^2} = \frac{D \cdot 2 \cdot \sqrt{R^2 - x^2}}{\pi R^2}$$

Parametr x chápeme jako náhodný v intervalu $x \in (0; R)$ a definujeme pravděpodobnost P jako střední hodnotu $p(x)$ přes všechny možné hodnoty x :

$$(9.21) \quad P = \frac{1}{R} \int_0^R p(x) dx = \frac{D}{2R}$$

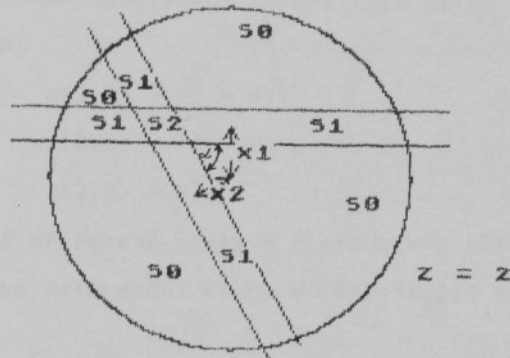
P představuje pravděpodobnost, že náhodný bod referenčního kruhu bude zastíněn jedním náhodně umístěným vláknem.

$1-P$ představuje pravděpodobnost, že náhodný bod ref. kruhu nebude zastíněn žádným vláknem.

Zřejmě $p(1,1) = P$,

$p(1,0) = 1-P$.

Jsou-li přes referenční kruh přeložena dvě modelová vlákna, je geometrická konfigurace dána jejich polohami x_1 , x_2 a úhlem α , který spolu svírají. Viz. obr 9.8.



Obr.9.8: Referenční kruh se dvěma vlákny.

Kruh může být v takovém případě rozdělen na tři oblasti (s plochami $S(0)$, $S(1)$, $S(2)$), které jsou zastíněny žádným, jedním, popř. oběma vlákny. Velikost příslušných ploch je dána geometrickou konfigurací

$$S(i) = S(i, x_1, x_2, \alpha) \quad \text{pro } i=0,1,2.$$

Např. nejmenší hodnota $S(2)$ může být rovna 0 (pokud se obě vlákna navzájem nekříží), maximálně 2.D.R (pokud vlákna koincidují po celé délce a leží přes průměr kruhu).

Pravděpodobnost, že náhodný bod bude "i-krát zastíněn" je v dané konfiguraci rovna $S(i)/\pi R^2$.

Vystředování přes všechny možné konfigurace vede k rovnicím:

$$(9.22) \quad p(2, i) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi d\alpha \cdot \frac{1}{R^2} \int_0^R dx_1 \int_0^R dx_2 S(x_1, x_2, \alpha).$$

Integrály se bohužel nepodařilo jednoduše vyjádřit.

Pro dostatečně jemná vlákna (viz dále) lze však užít aproximace

$$\begin{aligned}(9.23) \quad p(2,0) &= (1-P)^2, \\ p(2,1) &= (1-P) \cdot P \cdot 2, \\ p(2,2) &= P^2,\end{aligned}$$

kteřá přirozeně vyplývá z představy přidávání druhého vlákna přes referenční kruh, v němž "leží" právě jedno vlákno.

Totíž:

a) Jedno vlákno nezastínilo náhodný bod s pravděpodobností $(1-P)$, dvě vlákna jej tedy nezastíní s pravděpodobností $(1-P)^2$.

b) Jedno vlákno zastínilo náhodný bod s pravděpodobností P , dvě vlákna jej tedy zastíní s pravděpodobností P^2 .

c) Pravděpodobnost, že bude náhodný bod zastíněn právě jedním vláknem je rovna součtu pravděpodobností, že bude zastíněn 1. vláknem a nezastíněn 2. nebo zastíněn 2. a nezastíněn 1. vláknem... $2 \cdot P \cdot (1-P)$.

Uvedené výroky jsou pravdivé, pokud je pravděpodobnost P dostatečně malá: pokud náhodné přidání dalšího vlákna přes kruh nezmění výrazně statistickou situaci v kruhu.

Zobecnění vztahů (9.23) pro Z vláken v referenčním kruhu vede k aproximaci $p(Z,k)$ známým binomickým rozdělením:

$$(9.24) \quad p(Z,k) = \binom{Z}{k} \cdot P^k \cdot (1-P)^{Z-k}$$

kde $P = D/2R$, $Z = s/D$.

Ve výsledném vztahu by jistě neměl vystupovat poloměr R referenčního kruhu: pravděpodobnost P lze svázat s parametrem Z a přepážkovitostí η takto:

Každé náhodně přeložené vlákno překryje okénko střední plochou $P \cdot \pi \cdot R^2$.

Z vláken vytvoří celkovou plochu $Z \cdot P \cdot \pi \cdot R^2$.

Aby poměry "překrytí" v referenčním kruhu odpovídaly situaci v reálném rovině, musí být každý bod kruhu překryt celkem η -krát:

$$Z \cdot P \cdot \pi \cdot R^2 = \eta \cdot \pi \cdot R^2 .$$

Tedy:

$$(9.25) \quad P = \eta/Z .$$

Vzhledem k tomu, že přepážkovitost je u sledovaných rovin poměrně malá (cca 1 - 5) a za parametr Z lze dosadit horní hranici Z , tj. cca $10^2 - 10^3$, vychází pravděpodobnost P dostatečně malá. Potom lze považovat nahrazení reálné statistiky binomickým rozdělením za oprávněné.

Nezávisle na volbě Z vychází v binomickém rozdělení střední hodnota počtu koincidencí kolmého paprsku s vlákny právě rovna přepážkovitosti.

Platí totiž:

(9.26)

$$\bar{N} = \sum_{k=0}^Z \binom{Z}{k} \cdot \left(\frac{\eta}{Z}\right)^k \cdot \left(1 - \frac{\eta}{Z}\right)^{Z-k} \cdot k = \eta$$

ZÁVĚR: Při odvozování dalších modelů popisujících ERTV rouna vyjádříme pravděpodobnost, že paprsek procházející kolmo rounem protne právě k vláken, vztahem:

(9.27)

$$p(Z, k) = \binom{Z}{k} \cdot \left(\frac{\eta}{Z}\right)^k \cdot \left(1 - \frac{\eta}{Z}\right)^{Z-k}$$

kde $Z = s/D$ (celá část).

(s je tloušťka rouna, D je průměr vláken, η je přepážkovitost rouna).

Dále se ukáže, že pro dosažení dostatečné přesnosti ve výpočtu potřebných středních hodnot, stačí použít menší než maximální možnou hodnotu parametru Z .

9.5) MODEL R4

Poskytne zpřesnění modelu R2; umožní nalézt teoretickou hodnotu konstanty k zavedené vztahem (9.10).

Model R3 byl vytvořen na základě představy, že ve vrstvě rouna je ekvidistantně umístěno η rovnoběžných přepážek z vláknenného materiálu; mechanismus vícenásobného odrazu, emise a absorpce na těchto přepážkách byl vyjádřen prostřednictvím faktoru $1/(2/\epsilon_p - 1)$ ve vztahu (9.17).

Při vytváření modelu R4 budeme tuto představu nadále sledovat s tím rozdílem, že počet přepážek nebudeme chápat jako pevný. Pravděpodobnost, že je rouno rozděleno na k vrstev, ztotožníme s pravděpodobností $p(Z, k)$, tj. že náhodný geometrický paprsek při průchodu vrstvou celkem k -krát narazí na nějaké vlákno.

Celkový tepelný tok $q_n(k)$ přenesený radiací rounem, které je "přepaženo k -krát" je podle (9.17):

$$q_n(k) = 4 \mathcal{F} \cdot \frac{T^3}{(2/\epsilon_p - 1)} \cdot \frac{\Delta T}{k+1}.$$

Takový radiační tok prochází rounem s pravděpodobností $p(Z, k)$.

Celkový radiační tok q_n vyjádříme jako střední hodnotu toků $q_n(k)$ ve statistickém rozdělení $p(Z, k)$:

(9.28)

$$q_n = \sum_{k=0}^Z q_n(k) p(Z, k).$$

Stejně jako v předešlém případě vyjádříme ETRV v tomto modelu

$$(9.29) \quad L_r = L_{vak} \cdot 1/(2/\epsilon_p - 1) \cdot C_s,$$

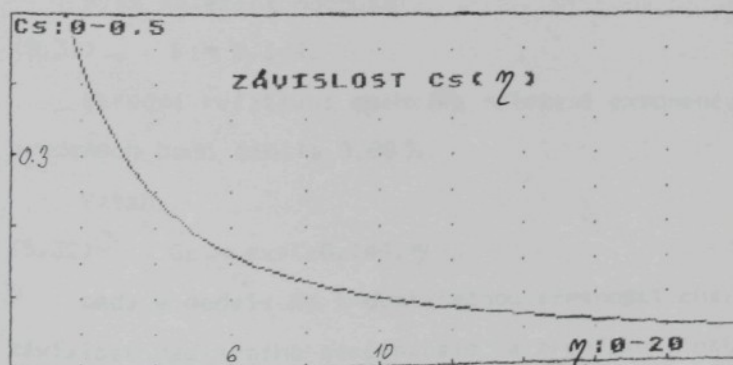
kde C_s je střední hodnota

(9.30)

$$C_s(\eta) = \sum_{k=0}^2 p(z, k) \cdot \frac{1}{k+1}$$

a L_{vak} je dána vztahem (9.6).

Součin $1/(2/\epsilon_p - 1) \cdot C_s$ hraje v modelu zřejmě stejnou roli jako koeficient C_r radičního utlumení zavedený vztahem (9.3). Ve vztahu (9.30) je však již obsažena závislost koeficientu C_s na strukturních parametrech rouna.



Obr. 9.9: Průběh závislosti $C_s(\eta)$ podle vztahu (9.30).

Vztah (9.30) byl v intervalu $\eta \in \langle 0; 20 \rangle$ tabelován ve 100 ekvidistantních bodech. Výpočet byl proveden pro $Z=100$; taková hodnota odpovídá maximálnímu počtu 100 kolizí s vlákny při průchodu paprsku rovinou. (Při větších hodnotách parametru Z byly získávány prakticky stejné velikosti C_s , výpočet trval však déle a vyskytly se problémy s reprezentací příliš malých čísel P^2).

Dále byl sestaven program pro výpočet regresního koeficientu k tak, aby funkce

$$Y = \exp(-k \cdot \eta)$$

byla co nejlepší aproximací (metoda nejmenších čtverců - (27)) závislosti $C_s(\eta)$ v bodech získaných součtem řady (9.30).

Byla nalezena hodnota:

$$(9.31) \quad k = 0.144.$$

Střední relativní odchylka nalezené exponenciely od uvedených bodů činila 0.08%.

Vztah:

$$(9.32) \quad C_s = \exp(-0.144 \cdot \eta)$$

tedy v modelu R4 s dostatečnou přesností charakterizuje závislost radiačního součinitele na přepážkovitosti rovna (chyba zanesená náhradou součtu (9.30) regresním exponenciálním vztahem (9.32) je zanedbatelná ve srovnání s chybami plynoucími ze samotné modelové struktury).

9.6) MODEL R5

Poskytne další upřesnění teoretické hodnoty konstanty k .

Model R4 jsme získali z modelu R3 opuštěním představy, že počet modelových přepážek musí být pevně daný. Modelovou strukturu v R4 jsme pak chápali jako superpozici fiktivních struktur R3 s různým počtem přepážek - popsanych příslušnými pravděpodobnostmi.

Zachovali jsme však ekvidistantní rozmístění přepážek, což souviselo s požadavkem, aby v každé fiktivní struktuře byl ve všech místech profilu rovná stejný radiální tepelný tok.

Tento požadavek však neodpovídá situaci: v reálném rouně dochází k emisím, absorpcím, průchodům a ohybům tepelných paprsků na všech vláknech, přičemž chování každého vlákna je dáno jeho teplotou a chováním jeho okolí. Teplota vlákna je dána především jeho umístěním v profilu rouna, neboť - jak vyplynulo z řešení soustavy (9.16) - průběh teploty v rouně lze aproximovat lineární závislostí.

Následující příklad by měl ilustrovat, proč není požadavek ekvidistantně rozmístěných přepážek adekvátní a proč vede - při daných pravděpodobnostech $p(Z,k)$ - k minimálnímu přenosu tepla radiací a tím i k minimální teoretické hodnotě ERTV.

PŘÍKLAD

Sledujeme paprsek, který při průchodu rovinou s hraničními teplotami 300 a 330 K koinciduje s přepážkami dvakrát. Nechť jednou projde vlákny o teplotách 330-320-310-300 K (to odpovídá ekvidistantně rozmístěným přepážkám) a podruhé vlákny o teplotách např. 330-329-301-300 K.

Z hlediska popisu počtu srážek pravděpodobností $p(Z,k)$ jsou obě varianty rovnocenné, tj. paprsku odpovídá pravděpodobnost $p(Z,2)$. Z hlediska přenesené energie se však pronikavě liší.

1. varianta: Paprsek nese mezi srážkami pokaždé stejnou energii a pokaždé ji přenese o stejnou vzdálenost třetiny tloušťky roviny (stále sledujeme představu konstantního tepelného gradientu v rovině).

$$q(330,320)=q(320,310)=q(310,300)$$

2. varianta: Nechť je paprsek po emisi z teplé hranice roviny pohlcen již po průchodu $1/30$ tloušťky roviny - tj. vláknem o teplotě 329 K. Toto vlákno nechť emituje paprsek, který projde $28/30$ tloušťky do další absorpce. Nechť "spojí" vlákna o teplotách 300-329-301-300 K.

V prvním a třetím úseku nese paprsek (ve 2. variantě) poměrně malou energii (odpovídající tepelný tok je $\gamma \cdot \bar{T}^3$), a přenese ji jen velmi malou částí profilu roviny (celkem dvěma třicetinami).

V prostředním úseku však projde podstatnou částí profilu (28/30) a přenese množství energie odpovídající poměrně velkému tepelnému rozdílu (28 K). Příslušný tepelný tok je $\mathcal{J} \cdot \bar{T}^3_{28}$. V tomto úseku přispěl paprsek k radiační tepelné vodivosti téměř stejně jako paprsek, který při průchodu rounem vůbec na žádnou přepážku nenarazil a který by byl popsán pravděpodobností $p(Z,0)$.

Zobecníme nyní model R4. Budeme předpokládat, že modelové přepážky jsou v profilu rouna rozmístěny náhodně. Napřed nalezneme tomuto rozmístění odpovídající tepelný tok a potom i jeho střední hodnotu přes všechny možná rozmístění přepážek. Podobně jako v modelu R4 provedeme i středování přes různé počty přepážek - prostřednictvím vztahu (9.27).

Průběh teploty ve vrstvě rouna bude i nadále určen především kondukčním tokem, tj. bude lineární:

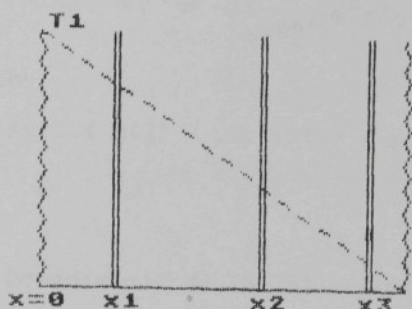
$$(9.32) \quad T(x) = T_1 - \Delta T \cdot x/s.$$

T_1 je teplota teplejšího povrchu,

$\Delta T > 0$ je teplotní rozdíl na rouně.

Mějme v rouně rozmístěno celkem k přepážek ve vzdálenostech $x(1), \dots, x(k)$ od teplejšího povrchu.

Situaci znázorňuje obrázek 9.10.



Obr.9.10: Nerovnoměrné rozdělení přepážek v modelu R5.

Radiační tepelné toky mezi přepážkami v polohách $x(i), x(i+1)$ označme $q(i, i+1)$.

Podobně jako v (9.18) a (9.19) dostáváme

$$(9.33) \quad q(i, i+1) = W \cdot \Delta T / s \cdot (x(i+1) - x(i)),$$

kde

$$(9.34) \quad W = 4 \cdot \gamma \cdot \bar{T}^3 \cdot 1/(2/\epsilon_p - 1).$$

Jednotlivé (nestejné) tepelné radiační toky $q(i, i+1)$ přenášejí energii z místa $x(i)$ na místo $x(i+1)$, tj. na úsecích nestejné délky $x(i+1) - x(i)$.

Střední tepelný tok přenesený radiací můžeme charakterizovat jejich váženým průměrem:

$$(9.35) \quad \bar{q}(k, x_1, x_2, \dots, x_k) = \sum_{i=0}^k q(i, i+1) \cdot \frac{x_{i+1} - x_i}{\Delta},$$

kde za váhy jednotlivých příspěvků $q(i, i+1)$ vezmeme relativní délky $(x(i+1) - x(i))/\Delta$, na nichž byla energie přenesena.

Dostaneme:

$$(9.36) \quad \bar{q}(k, x_1, \dots, x_k) = W \cdot \Delta T \cdot \frac{1}{s^2} [x_1^2 + (x_2 - x_1)^2 + \dots + (s - x_k)^2]$$

Polohy

(9.37) $x(1) < x(2) < \dots < x(k) < s$, chápeme jako náhodné veličiny.

POZNÁMKA: Dosadíme-li do (9.36) $x(i) = s \cdot i / (k+1)$, tj. ekvidistantní polohy jednotlivých přepážek, přejde vztah na (9.17). Předchozí model R4 je tedy speciálním případem tohoto modelu R5.

Středování přes všechny možné polohy přepážek se dostane výpočtem k -násobných integrálů:

$$(9.38) \quad \begin{aligned} \bar{q}(k) &= \frac{1}{s^k} \int_0^s dx_1 \cdot \int_0^s dx_2 \cdot \dots \int_0^s dx_k \bar{q}(k, x_1, x_2, \dots, x_k) = \\ &= \frac{k!}{s^k} \int_0^s dx_k \int_0^{x_k} dx_{k-1} \cdot \dots \int_0^{x_2} dx_1 \bar{q}(k, x_1, x_2, \dots, x_k). \end{aligned}$$

Po provedení záměny horních integračních mezí charakterizuje $k!$ permutace odpovídající příslušnému přeznačování vláken tak, aby byly splněny nerovnosti (9.37).

Výpočet integrálů v (9.38) je obsahem samostatné kapitoly 9.8.

Ukazuje se, že platí:

(9.39)

$$\frac{k!}{s^k} \cdot \int_0^s dx_k \int_0^{x_k} dx_{k-1} \dots \int_0^{x_2} dx_1 [x_1^2 + (x_2 - x_1)^2 + \dots + (s - x_k)^2] = \frac{2}{k+2}$$

ERTV se nyní vyjádří snadno - stejným způsobem jako v předchozí kapitole:

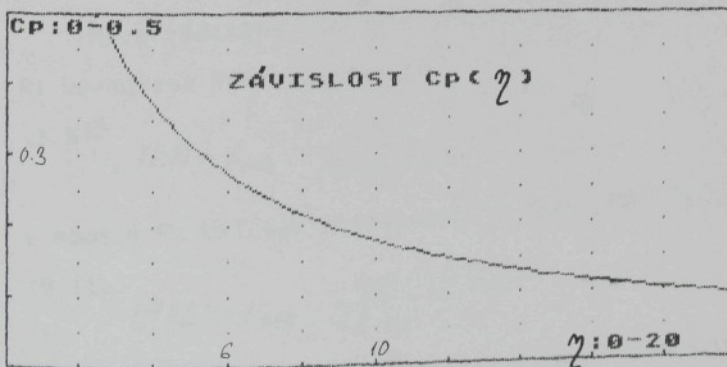
$$(9.40) \quad L_r = L(vak) \cdot 1/(2/\epsilon_p - 1) \cdot C_p,$$

kde C_p je střední hodnota:

(9.41)

$$C_p = \sum_{k=0}^{\infty} p(z, k) \cdot \frac{2}{k+2}$$

a $L(vak)$ je dána vztahem (9.6).



Obr.9.11: Průběh závislosti $C_p(\eta)$ podle vztahu (9.41).

Stejným způsobem jako v odstavci 9.5 byl nalezen regresní vztah:

$$(9.42) \quad C_p = \exp(-0.188 \cdot \eta),$$

který se od bodů získaných sečtením řady (9.41) odchyluje s relativní chybou 0.09 %.

9.7) SHRNUTÍ RADIČNÍCH MODELŮ

Hlavním momentem pro vytvoření všech uvedených radiačních modelů je vztah

$$(9.6) \quad L_{vak} = 4 \cdot \varphi \cdot \bar{T}^3 \cdot \frac{\sigma}{\rho_p} \cdot \frac{1}{\mu},$$

z něhož vyplývá možnost vysvětlit radiaci klesající část křivky $L_{ef}(\mu)$.

Míra radiačně izolační schopnosti rouna byla v modelu R1 vyjádřena koeficientem C_r

$$(9.5) \quad L(R1) = L_{vak} \cdot \frac{C_r}{(2/\epsilon_p - 1)},$$

v modelu R2 byl pak koeficient C_r zastoupen koeficientem k

$$(9.11a) \quad L(R2) = L_{vak} \cdot \frac{\exp(-k \cdot \eta)}{(2/\epsilon_p - 1)}.$$

Statistický popis struktury rouna a oba modely R4 i R5 posloužily k určení teoretické hodnoty součinitele C_r (resp. C_s , C_p) popř. k a pro nalezení jejich závislosti na přepážkovitosti:

$$(9.32) \quad C_s = \exp(-0.144 \cdot \eta)$$

$$(9.42) \quad C_p = \exp(-0.188 \cdot \eta)$$

Numerický výpočet modelu R3-K2 ukázal, že nahrazení teplotního průběhu v profilu rovnou lineární závislostí je přípustné. Dále z něj vyplynulo, že koeficient C_r klesá s počtem modelových přepážek

$$(9.20) \quad C_r = 1/(\eta + 1)$$

Poslední vztah byl pak inspirací pro hledání závislosti (9.32), (9.42).

Nahrazení struktury rovnou modelovou soustavou přepážek je jistě dost hrubá aproximace. Umožňuje zahrnout mechanismus vícenásobných odrazů do výrazu $(2/\epsilon_p - 1)$, který charakterizuje radiační tok mezi dvěma rovnoběžnými rovinami. Řešit exaktně radiační situaci v systému statisticky rozmístěných vláken, tak aby popis obsahoval strukturní parametry rovnou, je úloha v současné době nemožná (přesně se dosud nepodařilo řešit ani problém osamocené ozařované koule).

Nalezené závislosti je nutno chápat jako přibližné a jejich užitečnost posuzovat podle míry shody s experimentem.

9.8) DODATEK - VÝPOČET INTEGRÁLO

Je zapotřebí vyjádřit k -násobný integrál:

$$P(k) = \frac{1}{s^k} \int_0^s dx_k \int_0^{x_k} dx_{k-1} \dots \int_0^{x_2} dx_1 [x_1^2 + (x_2 - x_1)^2 + \dots + (s - x_k)^2]$$

Po substitucích:

$$\xi_i = \frac{x_i}{s} \quad \text{pro } i = 1, 2, \dots, k$$

dostaneme

$$P(k) = \int_0^1 d\xi_k \int_0^{\xi_k} d\xi_{k-1} \dots \int_0^{\xi_2} d\xi_1 [\xi_1^2 + (\xi_2 - \xi_1)^2 + \dots + (1 - \xi_k)^2]$$

Pro výpočet je výhodné sledovat obecnější integrál s parametrem α :

$$P(k, \alpha) = \int_0^\alpha d\xi_k \int_0^{\xi_k} d\xi_{k-1} \dots \int_0^{\xi_2} d\xi_1 [\xi_1^2 + (\xi_2 - \xi_1)^2 + \dots + (1 - \xi_k)^2],$$

tedy speciálně $P(k; 1) = P(k)$

Pro malá k dostaneme elementárním výpočtem:

$$P(1, 1) = \int_0^1 d\xi_1 [\xi_1^2 + (1 - \xi_1)^2] = \frac{2}{3}$$

$$P(1, \alpha) = \frac{2}{3} \alpha^3$$

$$P(2, 1) = \int_0^1 d\xi_2 \int_0^{\xi_2} d\xi_1 [\xi_1^2 + (\xi_2 - \xi_1)^2 + (1 - \xi_2)^2] =$$

$$= \int_0^1 d\xi_2 P(1, \xi_2) + \int_0^1 d\xi_2 \int_0^{\xi_2} d\xi_1 (1 - \xi_2)^2 d\xi_1$$

Argument posledního dvojného integrálu nezávisí na vnitřní integrační proměnné:

$$P(2,1) = \int_0^1 d\xi_2 P(1,\xi_2) + \int_0^1 d\xi_2 \cdot \xi_2 \cdot (1-\xi_2)^2 = \frac{1}{4}$$

$$P(2,\alpha) = \frac{1}{4} \alpha^4$$

Zřejmě obecně platí:

$$P(k,\alpha) = P(k) \cdot \alpha^{k+2}$$

Obecný k-násobný integrál lze vždy rozložit na dva integrály podobně jako v předchozím dvourozměrném případě:

$$P(k) = \int_0^1 d\alpha P(k-1,\alpha) + \int_0^1 d\xi_k \int_0^{\xi_k} d\xi_{k-1} \dots \int_0^{\xi_2} d\xi_1 (1-\xi_k)^2;$$

po úpravě a výpočtu vnitřních integrálů ve druhém výrazu dostaneme:

$$P(k) = P(k-1) \cdot \left[\frac{\alpha^{k+2}}{k+2} \right]_{\alpha=0}^{\alpha=1} + \int_0^1 (1-\xi_k)^2 \cdot \frac{\xi_k^{k-1}}{(k-1)!} d\xi_k.$$

Tento výraz lze již snadno zintegrovat:

$$P(k) = \frac{P(k-1)}{k+2} + \frac{1}{(k-1)!} \left[\frac{1}{k} - \frac{2}{k+1} + \frac{1}{k+2} \right].$$

Dostaneme rekurentní vztah:

$$P(k) = \frac{P(k-1)}{k+2} + \frac{2}{(k+2)!}$$

kterému vyhovuje formule

(9.43)

$$P(k) = \frac{2}{k! \cdot (k+2)}.$$

10) PŘEHLED NALEZENÝCH VZTAHŮ

V předchozích kapitolách byly k popisu ETV nalezeny tyto vztahy:

$$(10.1)...(6.1) \quad L(K1) = L_v + (L_p - L_v) \cdot \varepsilon \cdot \mu,$$

$$(10.2)...(6.6)$$

$$L(K2) = \frac{L(K1)}{1 - (1 - \varepsilon) \cdot \mu (1 - L(K1)/L_p)}$$

$$(10.3)...(6.11)$$

$$L(K3) = L_v \cdot \left[1 - \sqrt{\mu(1-\varepsilon)} + \frac{\sqrt{\mu(1-\varepsilon)}}{1 - \sqrt{\mu(1-\varepsilon)} (1 - L_v/L_p)} \right] + L_p \cdot \varepsilon \cdot \mu$$

$$(10.4)...(6.16)$$

$$L(K4) = L_v + L_p \cdot \mu \cdot \frac{\int_0^{\pi/2} \phi(\alpha) \cdot \sin \alpha \, d\alpha}{\int_0^{\pi/2} \phi(\alpha) \cdot \sin^2 \alpha \, d\alpha}$$

$$(10.5)...(7.10)$$

$$L_{ko} = L_v \cdot 0.048 \cdot \sigma_p^{3/4} \cdot \rho_p^{-3/4} \cdot \Delta T_p^{1/4} \cdot \mu^{-3/4} \quad \text{pro } Gr > 10^3,$$

$$L_{ko} = L_v \quad \text{pro } Gr < 10^3,$$

$$(10.6)...(9.5)$$

$$L(R1) = 4 \cdot \varphi \cdot \overline{T}^3 \cdot \frac{\sigma}{\rho_p} \cdot \frac{C_h}{(2/\varepsilon_p - 1)} \cdot \frac{1}{\mu},$$

$$(10.7)...(9.10a)$$

$$L(R2) = 4 \cdot \varphi \cdot \overline{T}^3 \cdot \frac{\sigma}{\rho_p} \cdot \frac{\exp(-k\eta)}{(2/\varepsilon_p - 1)} \cdot \frac{1}{\mu}.$$

Rouno je zde popsáno:

- materiálovými konstantami $L_p, \rho_p, \varepsilon_p, \mu$
- strukturními parametry $\mu, \varepsilon, \sigma, \phi(\alpha), \eta, \kappa$
- zavedenými charakteristikami C_h, k

pro které bylo odvozeno

(10.8)...(4.1)

$$\mu = \frac{\sigma}{\rho_p} \cdot \frac{1}{s}$$

(s je tloušťka rouna)

(10.9)...(4.5)

$$\varepsilon = \int_0^{\pi/2} \frac{\phi(\alpha) \cdot \sin \alpha}{\sin \alpha + \cos \alpha}$$

(10.10)...(4.7)

$$\eta = \frac{\sigma}{\rho_p \cdot \sqrt{\pi} \cdot r} (1 - \varepsilon)$$

(10.11)...(5.5)

$$\phi_s(\alpha) = \frac{\phi_{s0}(\arctg \frac{\rho_0}{s} \operatorname{tg} \alpha) \cdot \frac{\cos \alpha}{\cos(\arctg \frac{\rho_0}{s} \operatorname{tg} \alpha)}}{\int_0^{\pi/2} \phi_{s0}(\arctg \frac{\rho_0}{s} \operatorname{tg} \beta) \frac{\cos \beta}{\cos(\arctg \frac{\rho_0}{s} \operatorname{tg} \beta)} d\beta}$$

(10.12)...(9.32), (9.42) $Cr = \exp(-k \cdot \eta)$,

kde přibližně

(10.13) $k = 0.19$

Uvedených vztahů lze využít k vytváření modelů ETV:

Celková ETV se vytvoří kombinací zvolených konduktivních a radiačních složek. Pokud je splněna podmínka $Gr > 10^3$, lze v případě řídkého rouna započíst slabý vliv volné konvekce náhradou L_{ko} na místo L_v v příslušném vztahu.

11) URČOVÁNÍ STRUKTURY ROUNA Z VLASTNOSTÍ ETV

Doposud odvozené vztahy umožňují určit chování ETV v závislosti na strukturních parametrech.

V některých případech je možné přibližně řešit (numerickým výpočtem) i opačnou úlohu: z průběhu experimentálně získané křivky stanovit strukturní parametry proměřovaného rouna.

Taková úloha je ovšem řešitelná jen přibližně. V podmínkách experimentu se obvykle mění všechny strukturní parametry současně a vztahy (10.8) až (10.11) nepostihují reálnou situaci přesně.

11.1) VARIANTA KONSTANTNÍHO STRUKTURÁLNÍHO FAKTORU

V prvním přiblížení budeme předpokládat, že se při stlačování rouna strukturní faktor nemění vůbec, popř. že se mění jen málo a že jej můžeme nahradit jeho střední hodnotou (kterou ovšem neznáme).

Model K1-R1 dává pro ETV vztah:

$$(11.1) \quad L(\mu) = L_v + (L_b - L_v) \cdot \varepsilon_1 \cdot \mu + K' \cdot \text{CrI} \cdot \mu.$$

$$\text{kde } K' = 4 \cdot \varphi \cdot \bar{T}^3 \cdot \frac{\sigma}{\rho_p} [2/\varepsilon_p - 1]^{-1},$$

a ve vztahu (11.1) figurují jako neznámé parametry CrI a ε_1 . Vystupují však ve vztahu lineárně a jsou z experimentálních hodnot dostupné běžnými metodami lineární regrese (30).

Stanovíme-li tímto způsobem koeficient CrI a strukturní faktor ε_1 z experimentu, můžeme pomocí (10.10) určit přepážkovitost η a dále ze vztahu (10.12) nalézt příslušnou - experimentální - hodnotu konstanty k.

Tím vznikne možnost porovnat ji s její teoretickou hodnotou (10.13) a alespoň zhruba tím ověřit míru platnosti odvozených vztahů.

11.2) VARIANTA LINEÁRNÍ ZÁVISLOSTI $\varepsilon(\mu)$

Dochází-li při experimentu k podstatnějšímu stlačení rouna, nelze považovat strukturní faktor ε během měření za konstantní. V následujícím přiblížení můžeme tuto neznámou závislost popsat lineární funkcí:

$$(11.3) \quad \varepsilon = \varepsilon_3 + k_3 \cdot \mu$$

Konstanta k_3 zde charakterizuje "sklápění vláken do roviny rouna" při jeho stlačování. Z názoru očekáváme její hodnotu zápornou: při stlačení rouna bude většina vláken "sklopená", a proto jim bude odpovídat menší podíl modelové kolmé strukturní složky.

Dosazením (11.3) do (11.1) dostáváme

$$(11.4) \quad L(\mu) = L_v + (L_p - L_v) \cdot \varepsilon_3 \cdot \mu + (L_p - L_v) \cdot k_3 \cdot \mu^2 + k' \cdot Cr_3 \cdot \mu^{-1},$$

kde ε_3 , k_3 , a Cr_3 lze považovat za regresní koeficienty, které jsou snadno dostupné.

11.3) VARIANTA OBECHÉ PROMĚNNÉHO STRUKTURÁLNÍHO FAKTORU

K obecné závislosti strukturního faktoru na stlačení rouna lze dospět, rozhodneme-li se popisovat strukturu rouna složitějším (a citlivějším) formalismem než je strukturní faktor - totiž pomocí strukturní funkce. Pak máme na vybranou alespoň dvě možnosti volby modelu:

a) zvolit k popisu kondukční složky model K4 (v závislosti nevystupuje ε , ale přímo strukturní funkce $\phi(\alpha)$) a radiační složku vyjádřit podle modelu R1 nebo R2. Odhad konstanty C_r , popř. k můžeme získat z experimentu výše uvedeným způsobem.

b) zvolit k popisu kondukční složky některý z modelů K1, K2 nebo K3; potom musíme napřed vyjádřit hodnotu strukturního faktoru ε pomocí strukturní funkce $\phi(\alpha)$ - vztahem (10.9).

Při stlačování rouna máme pro výpočet ETV ze známé strukturní funkce k dispozici tento výpočetní algoritmus:

(11.2) ALGORITMUS 1

1) Struktura rouna nechť je popsána známou strukturní funkcí $\phi_0(\alpha)$ při zadané tloušťce vrstvy d_0 .

2) Při každé jiné tloušťce vrstvy vyjádříme novou strukturní funkci $\phi_s(\alpha)$ z $\phi_0(\alpha)$ pomocí vztahu (10.11).

3) Z nové strukturní funkce $\phi_s(\alpha)$ vyjádříme nový strukturní faktor $\varepsilon(d)$, odpovídající stlačenému rounu, pomocí vztahu (10.9).

4) Prostřednictvím strukturního faktoru dostaneme ze zvoleného modelu odpovídající ETV.

Takový výpočet předpokládá použití počítače. Strukturní funkce lze podle použité numerické metody nahradit funkcí po částech konstantní, popř. po částech lineární (popř. jinak).

Byl sestaven program pro takový výpočet $L(\phi_0(\alpha))$, interval $\langle 0; \pi/2 \rangle$ hodnot úhlů α byl rozdělen na M stejných dílů, na nichž byla funkce $\phi_0(\alpha)$ aproximována funkcí po částech lineární.

Na základě znalosti strukturní funkce $\phi_0(\alpha)$ nestlačeného rouna umožňuje tento postup numericky určit průběh funkce $L(\xi)$.

Průběh reálné strukturní funkce v nestlačeném rouně ale neznáme, takže stojíme před úlohou: Najít takovou strukturní funkci $\phi_0(\alpha)$, aby odpovídající křivka $Lef(\xi, \phi_0(\alpha))$ procházela co nejbližně daných bodů (prostřednictvím tepelných vlastností tak určujeme strukturní funkci rouna).

K řešení této úlohy byl sestaven program STRUKTUR (výpis uveden v příloze), který umožňuje z experimentálně získaných hodnot $\{\mu_i, L_i\}$ pro $i=1, 2, \dots, M$ navrhnout takovou strukturní funkci $\phi_0(\alpha)$ (popisující strukturu rouna při zvolené tloušťce Δ_0), že odchylky experimentálních bodů od teoretické křivky $L(\mu, \phi_0(\alpha))$, (která se najde podle výše uvedeného algoritmu (11.1)), jsou blízké minimálním.

Jako kritérium odchylky křivky od experimentálně nalezených bodů byla použita veličina O definovaná vztahem:

$$(11.5) \quad O = \frac{1}{M} \cdot \left[\sum_{i=1}^M \left(\frac{L_i - L_{ef}(\mu_i)}{L_{ef}(\mu_i)} \right)^2 \right]^{1/2}.$$

Interval hodnot koeficientu zaplnění, na němž se má průběh sledovat, je diskretizován na K bodů; každému odpovídá příslušná tloušťka vrstvy (podle (10.8)).

Program STRUKTUR probíhá takto:

1. Je dána "pracovní" strukturní funkce $\phi_{\alpha_0}^1(\alpha)$.
2. Definuje se "posunutá" pracovní strukturní funkce $\phi_{\alpha_0}^2(\alpha)$, která se od "pracovní" liší v jednom bodě α_2 o hodnotu VLNA.

$$\phi_{\alpha_0}^2(\alpha_2) = \phi_{\alpha_0}^1(\alpha_2) + VLNA$$

$$\phi_{\alpha_0}^2(\alpha_i) = \phi_{\alpha_0}^1(\alpha_i) \quad \text{pro } i=1, 2, \dots, z-1, z+1, \dots, N$$

3. V cyklu STLAČOVÁNÍ se pro každou hodnotu koeficientu zaplnění μ_i ($i=1, \dots, K$) nalezne příslušný strukturní faktor a odpovídající hodnota $L(\mu_i)$ (podle algoritmu 1).

Tímto cyklem se tabeluje celá křivka $L(\mu, \phi_{\alpha_0}^2)$

4. Spočte se odchylka $O(L(\mu, \phi_{\alpha_0}^2))$.
5. Porovnájí se odchylky $O(L(\mu, \phi_{\alpha_0}^2))$ a $O(L(\mu, \phi_{\alpha_0}^1))$
a jako "pracovní" funkce se vybere z funkcí $\phi_{\alpha_0}^1(\alpha)$, $\phi_{\alpha_0}^2(\alpha)$ ta, které odpovídá menší odchylka O .
6. Program se vrací k bodu 2; posun však realizuje v sousedním bodě α_{z+1} .

POZNÁMKY k programu STRUKTUR:

Vstupní "pracovní" struktura musí být zadána uživatelem. Ukazuje se, že pro dané experimentální hodnoty konverguje program k cílové strukturní funkci nezávisle na volbě vstupní strukturní funkce. Vhodnou volbou lze však výrazně ušetřit výpočtový čas.

V případě, že je odchylka odpovídající nalezené strukturní funkci menší než odchylka předem požadovaná, program se zastaví nebo vyhodnocuje další vzorek.

V případě, že postupným provedením "posunu" ve všech bodech α_i nebylo dosaženo zmenšení stávající odchylky, zmenší se velikost proměnné VLNA a program počítá s jemnějšími změnami strukturní funkce.

Odchylka O s postupně nacházenými strukturními funkcemi klesá: zpočátku rychleji, postupně stále pomaleji. Míra přiblížení křivky $L(\mu)$ k experimentálním hodnotám závisí na tom, jak jsou tyto hodnoty blízké "logice vztahů použitého modelu". Pokud experimentální body leží navzájem "logicky" a v takové oblasti, že pro nějaký strukturní faktor $\varepsilon \in (0;1)$ lze vesměs splnit

$$L_{\varepsilon}(\varepsilon, \mu) = L_i$$

pak může být dosažena poměrně malá odchylka. Klesá s rostoucím N , tj. s jemností diskretizace definičního intervalu strukturní funkce (funkce je v programu nahrazena polem). Každý bod dělení tohoto intervalu představuje jakýsi (částečně samostatný) parametr (analogický regresním parametrům) a umožňuje ovlivnit těsnost přiblížení.

Program neobsahuje žádné kritérium které by "logiku průběhu" strukturní funkce hodnotilo.

EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

V této části práce budou uvedeny výsledky vyhodnocení některých experimentů. Vyhodnocení bylo provedeno s cílem ověřit platnost závěrů předchozích kapitol.

Experimentální hodnoty bylo možno získat přímo v laboratoři Katedry netkaných textilií VŠST.

12) POPIS MĚŘICÍHO ZARÍZENÍ

Na KNT byl vyvinut původní měřicí přístroj ALAMBETA 07 určený k poloautomatickému měření tepelné a teplotní vodivosti a tepelné jímavosti (9). Nová metoda dle Hese využívá tenký a rychlý snímač tepelného toku - tzv. Alfametr.

12.1) PRINCIP MĚŘENÍ PŘÍSTROJEM

Celá soustava se podle Doležalovy konkrétní realizace (10) skládá ze čtyř částí:

- vlastní měřicí jednotka
- malý řídicí mikropočítač
- výkonový interface
- standardní mikropočítačový napájecí zdroj

Vlastní měřicí jednotka je doplněna vyvažovacím mechanismem nastavení zvoleného přitlaku hlavice, elektromotorickým zdvihovým mechanismem a snímačem úhlu pootočení pohybového šroubu sloužícího k měření tloušťky.

Vlastní měřicí jednotka je měřicí hlavice sestavená z tepelně izolovaného měděného jádra, které je vyhříváno na teplotu T_1 o 10°C až 20°C vyšší než je teplota T_2 kovové základny a okolí. Na protilehlých měřicích plochách hlavice a základny jsou umístěny alfametry.

Po vložení vzorku je hlavice spuštěna a horním (resp. dolním) povrchem vzorku prochází časově proměnný tepelný tok $q_1(t)$ (resp. $q_2(t)$). Textilní vzorek je na horním povrchu rychle zahříván z teploty T_2 na teplotu T_1 . Při tomto ohřevu jsou pomocí alfametrů oba tepelné toky $q_1(t)$ i $q_2(t)$ snímány a registrovány. Teplota základny je neustále udržovaná na původní hodnotě T_2 . Z úhlu natočení je během měření určena i tloušťka vzorku jako vzdálenost měřicích ploch.

Po ustálení tepelného děje, které je charakterizováno rovností obou tepelných toků $q_1(t)=q_2(t)$, je hlavice automaticky zdvižena a měření je počítačem vyhodnoceno. K vyrovnání obou tepelných toků dojde zpravidla dříve než za padesát sekund po spuštění hlavice.

V počítači je vložen program pro určení tepelné a teplotní vodivosti a tepelné jímavosti vzorku. Dále jsou při výpočtu korigovány některé principiální chyby přístroje - např. chyby způsobené nenulovým odporem snímačů tepelného toku a chyby způsobené odvodem tepla mimo oblast snímačů.

Počítač dále provádí statistické vyhodnocení souboru měření - nalezne průměr i se směrodatnou odchylkou. Kromě toho impulsně resuluje vytápění hlavice a kontroluje funkčnost většiny částí měřiče (autodagnostika).

Měřič se ovládá třemi tlačítky: po volbě žádané veličiny se na čtyřmístném displeji zobrazí její znak a hodnota.

*Heardie nyssem diletjrbg
kpn' j'neja akuej' e d'je*

12.2) VÝHODY MĚŘENÍ NA ALAMBETE 07

Měření a vyhodnocení jednotlivých rovinných vzorků o maximálních rozměrech 100mm x 100mm netrvá déle než 50 sekund. Obsluha pouze vkládá a vyjímá vzorek, vlastní měření je automatické. U velmi tenkých textilií tloušťky od 1 do 5 milimetrů byla odstraněna principiální chyba při měření tepelné vodivosti.

13) VYHODNOCENÍ EXPERIMENTU 1

K prověření nalezených teoretických závislostí byl navržen následující experiment, který byl na KNT VŠST v roce 1988 proveden (29).

V laboratoři KNT bylo vyrobeno pět vzorků polyesterového rouna pojeného vpichováním. Vzorky se lišily počtem vpichů a plošnou hustotou, která byla změřena.

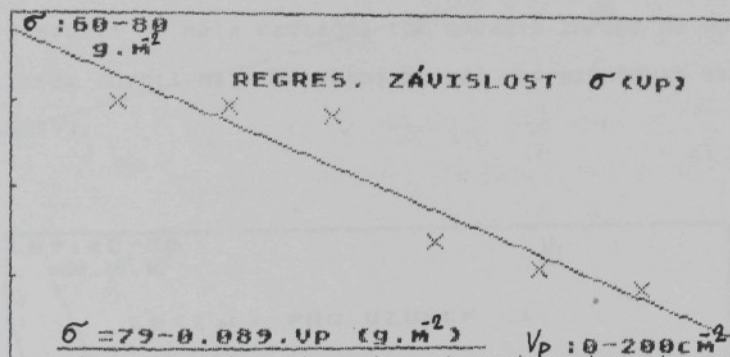
Na přístroji Alambeta 07 byla sledována závislost ETV dvou vrstev rouna na koeficientu zaplnění. Pro možnost zhodnotit podíl radiační složky ETV byla měření provedena i ve variantě, při níž byla mezi vrstvy rouna vložena tenká aluminiová fólie, která částečně tlumila přenos tepla radiací.

Vzorky byly označeny 1.-5. (s rostoucím počtem vpichů), příslušné dvojice měření (bez fólie a s fólií) číslujeme 1-2, 3-4 atd.

13.1) PLOŠNÁ HUSTOTA - HUSTOTA VPICHŮ

Klesání plošné hustoty s rostoucím počtem vpichů souvisí se zvětšením celkové plochy vzorku při průchodu vpichovacím strojem.

Naměřené střední hodnoty dvojic σ (ploš. hustota) a V_p (počet vpichů) jsou vyneseny v grafu 13.1. Je vynesena i dvojice 29 vpichů - 75 g.cm² přestože tento vzorek nebylo možno pro další měření použít. Zpevnění tak malým počtem vpichů nezajistilo dostatečnou soudržnost rovin, aby s ním bylo možno při měření vůbec manipulovat.



Obr.13.1: Závislost $\sigma - V_p$.

Rozdíl naměřených hodnot mezi první a druhou trojicí bodů je podezřelý - pravděpodobně se jedná o chybu při měření plošných hustot, která nebyla v první etapě práce upozorována, a v dalším už nebylo možno ji napravit.

Proto byla z šestice bodů spočtena lineární regresní závislost:

$$(13.1) \sigma = 79 - 0.089 \cdot V_p \text{ (g.cm}^{-2}\text{)} \text{ pro jednoduchou vrstvu,}$$

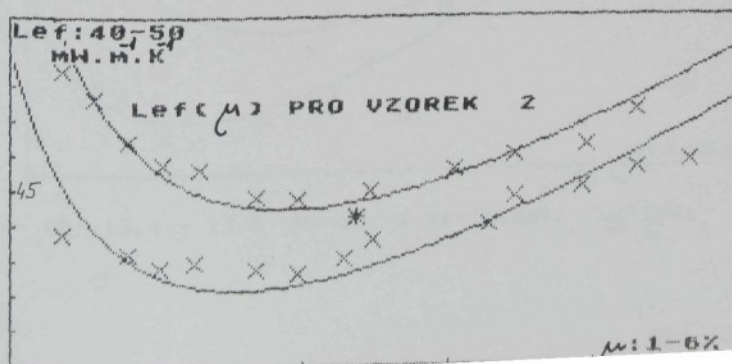
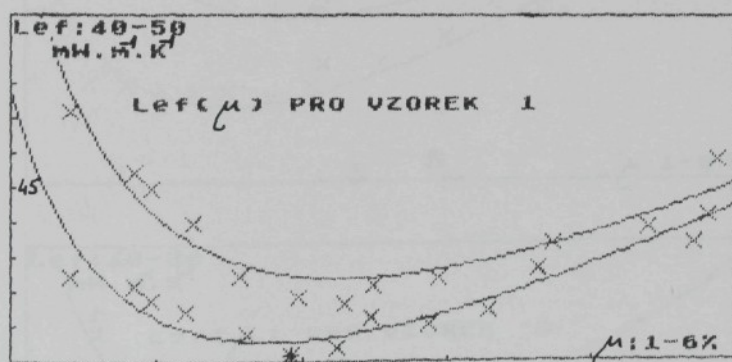
$$\sigma = 158 - 0.178 \cdot V_p \text{ (g.cm}^{-2}\text{)} \text{ pro dvojitou vrstvu}$$

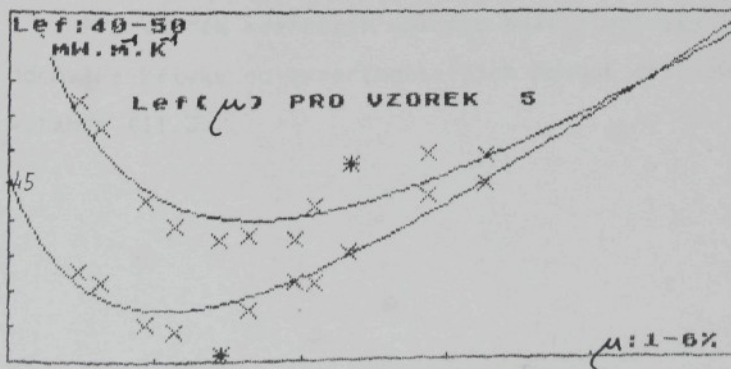
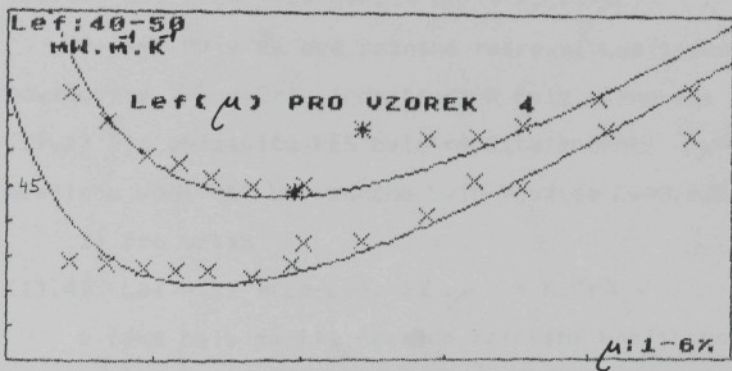
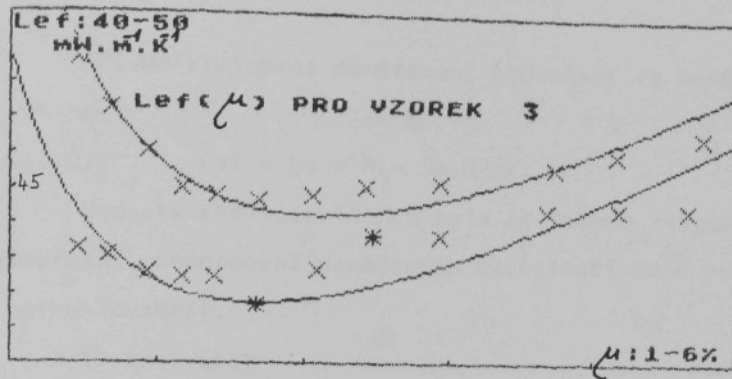
a pro další výpočty bylo vždy užito hodnot plošné

hustoty.

13.2) EFEKTIVNÍ TEP. VODIVOST - KOEFICIENT ZAPLNĚNÍ

Naměřené hodnoty $L_{ef}(\mu)$ jsou pro všech pět vzorků vyneseny v grafech 13.2 až 13.6, vždy společně při měření s fólií a bez fólie. Body označené v grafech hvězdičkou byly uznány za příliš odchýlené a z dalšího sledování byly vypuštěny. (Poznámka: Z grafů je možno přibližně odhadnout, jak velký je asi podíl vedení tepla radiací. Jedna dokonalá přepážka by měla radiální tok zmenšit zhruba na polovinu, takže rozdíl mezi křivkami by měl reprezentovat asi polovinu L_{RTV}).





Obr. 13.4 - 13.6: Naměřené závislosti Lef(μ).

Křivka proložená naměřenými hodnotami je popsána vztahem:

$$(13.2) \quad L_{ef} = L_v + A \cdot \mu + B \sqrt{\mu}$$

Hodnoty koeficientů A, B byly stanoveny regresně. Regresní vyhodnocení naměřených závislostí bylo provedeno celkem dvakrát.

1) pro vztah:

$$(13.3) \quad L_{ef} = L_v + (L_p - L_v) \cdot \varepsilon_1 \cdot \mu + K \cdot Cr1 \sqrt{\mu},$$

v němž byly za dva neznámé regresní koeficienty považovány ε_1 a Cr1 (konstanta K byla stanovena z rovnice (11.1) pro emisivitu PES bylo použito hodnoty $\varepsilon_p = 0.8$, pro tepelnou vodivost L_v vzduchu bylo použito $L_v = 0.028 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$).

2) pro vztah:

$$(13.4) \quad L_{ef} = L_2 + (L_p - L_v) \cdot \varepsilon_2 \cdot \mu + K \cdot Cr2 \sqrt{\mu},$$

v němž byly za tři neznámé regresní koeficienty považovány L_2 , ε_2 , Cr2.

Při každém regresním výpočtu byla stanovena i relativní odchylka křivky od experimentálních hodnot definovaná vztahem (11.3).

Výsledky regresních výpočtů jsou shrnuty v tabulce 13.7:

Výpočet č.1	ČÍSLO MÉR.	POČET VP.	L1 mW.m'.K'	$\varepsilon 1$ %	Cr1 1	η 1	Kex 1	Odch1 %
	1	58	28	55				
bez	3	87	28	71	0.58	2.7		
fólie	5	116	28	65	0.62	1.6	0.21	2.1
	7	145	28	74	0.57	1.9	0.29	1.6
	9	174	28	74	0.65	1.4	0.28	1.7
průměry s vylouč.					0.62	1.0	0.31	2.1
					0.61 $\pm$ 0.03		0.36	1.8
					0.60 $\pm$ 0.03		0.29 $\pm$ 0.04	1.85
							0.27 $\pm$ 0.03	
s	2	58	28	56	0.43	2.6		
fólie	4	87	28	69	0.47	1.8	0.32	2.0
	6	116	28	64	0.49	2.0	0.43	2.6
	8	145	28	75	0.47	1.3	0.36	2.6
průměry s vylouč.	10	174	28	81	0.40	1.0	0.57	2.6
					0.45 $\pm$ 0.03		0.94	1.4
					0.46 $\pm$ 0.01		0.5 $\pm$ 0.2	2.24
							0.4 $\pm$ 0.1	

Výpočet č.2	ČÍSLO MÉR.	POČET VP.	L2 mW.m'.K'	$\varepsilon 2$ %	Cr2 1	η 1	Kex 1	Odch2 %
	1	58	26	61				
bez	3	87	33	50	0.64	2.3	0.19	1.3
fólie	5	116	33	48	0.45	2.9	0.27	0.5
	7	145	35	48	0.51	2.0	0.23	0.7
	9	174	20	110	0.41	2.0	0.32	0.7
průměry			29 $\pm$ 5		0.88	-0.50	-0.24	0.8
					0.6 $\pm$ 0.2		0.2 $\pm$ 0.2	0.79
s	2	58	31	44	0.33	3.2	0.33	1.1
fólie	4	87	35	40	0.22	3.4	0.44	0.6
	6	116	37	29	0.16	3.9	0.47	0.6
	8	145	35	47	0.21	2.8	0.55	0.9
průměry	10	174	23	104	0.57	-0.20	-2.68	0.7
			32 $\pm$ 4		0.3 $\pm$ 0.1		0.2 $\pm$ 1.0	0.76

Tříparametrická regrese se ve srovnání s
dvouparametrickou přiblížila k experimentálním hodnotám
zřetelně lépe: průměrná relativní odchylka je pouze 0.78 %
oproti 2.00 %.

Tento fakt sám o sobě není překvapující - z odchylek hodnot koeficientu L_2 od očekávané hodnoty L_v lze však učinit jisté závěry:

Výsledek $L > L_v$ 2. rearesního výpočtu znamená, buď že hodnoty příslušného měření jsou zatíženy systematickou chybou směrem nahoru (tj. naměřené hodnoty jsou větší, než reálné), nebo že teoretický model dává z nějakého důvodu příliš malé hodnoty ETV.

13.3) REGRESNÍ KOEFICIENT C_r

Hodnoty C_r pro jednotlivá měření (různé počty vpichů) nepravidelně kolísají: při přesnějším vyhodnocení se ukázalo, že odpovídající rearesní přímka (C_r - počet vpichů) je v jednom případě mírně rostoucí (bez fólie), ve druhém případě mírně klesající (s fólií). Změny C_r jsou však v závislosti na počtu vpichů velmi malé a z průběhu nelze učinit žádné seriózní závěry.

Proto byly z pátých sloupců tabulky nalezeny střední hodnoty s odpovídající směrodatnou odchylkou (tj. předem nebyla předpokládána žádná závislost koeficientu C_r na počtu vpichů). Tyto hodnoty stojí za porovnání: zejména u druhého

rearesního výpočtu vychází přesně dvojnásobná (v rámci uvedené chyby) střední hodnota Cr_2 pro měření s fólií ve srovnání s měřením bez fólie

$(0.6 \pm 0.2$ vzhledem k $0.3 \pm 0.1)$.

Také výsledek 1. rearesního výpočtu

$(0.61 \pm 0.03$ vzhledem k $0.45 \pm 0.03)$,

lze považovat za dobrou shodu s teoretickým popisem.

Rádově větší velikost příslušné chyby je u výsledku 1. rearesního výpočtu daná počtem rearesně určených koeficientů. Křivky určené 2. rearesním výpočtem se obecně těsněji přimykají k experimentálním hodnotám (oproti 1. res. výpočtu). Vzhledem k tomu, že výpočtem je určována i konstanta L_2 (která by v ideálním případě měla vyjít přesně rovna L_v), nelze koeficienty L_2 a Cr_2 chápat jako dobré charakteristiky rouna. Míra jejich oprávněnosti charakterizovat rouno může být posuzována podle velikosti odchylky příslušného koeficientu L_2 od hodnoty L_v . Potom ovšem nejsou měření č. 9 a 10 příliš spolehlivá: odpovídající strukturální faktor vychází větší než maximální teoretický možný. Vyloučíme-li měření 9 a 10 z vyhodnocované série, změní se střední hodnota koeficientu Cr_1 (1. res. výpočet) jen nepatrně; směrodatná odchylka však u skupiny 2-8 (s fólií) klesne třikrát.

Z hodnot strukturního faktoru $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ jsou v tabulce 13.7 určeny odpovídající přepážkovitosti podle vztahu (10.10), ve sloupci K_{ex} jsou uvedeny hodnoty konstanty k (podle 10.12) stanovené z hodnot koeficientů C_r a příslušných přepážkovitostí.

Hodnoty

$$K_{ex}^{(1)} = 0.29 \pm 0.04, \quad (\text{bez fólie})$$

$$K_{ex}^{(2)} = 0.5 \pm 0.2, \quad (\text{s fólií})$$

lze podle výše uvedeného zpřesnit vyloučením 9. a 10. měření. Dostaneme:

$$(13.5) \quad K_{ex}^{(1)} = 0.27 \pm 0.03, \quad (\text{bez fólie})$$

$$K_{ex}^{(2)} = 0.4 \pm 0.1, \quad (\text{s fólií})$$

Teoreticky určená hodnota $k=0.19$ (radiální model R5) by měla odpovídat $K_{ex}^{(1)}$. Příslušnou diferenci lze považovat za dobrou shodu teorie s experimentem, přestože ukazuje, že velikost ERTV je větší než vyplývá z modelu přepážek. V dalším vytváření teoretických modelů ETV bude zřejmě nutno pro popis radiace hledat vhodnější strukturní model.

13.4) SOUVISLOST STRUKTURNÍHO FAKTORU S HUSTOTOU VPICHO

Z hodnot dvojic $V_p - \varepsilon$ v tabulce 13.7 byly nalezeny lineární rearesní závislosti:

$$(13.6) \quad \varepsilon = 49.0 + 0.167 \cdot V_p \quad (\%)$$

pro všechna měření - s odchylkou 9%

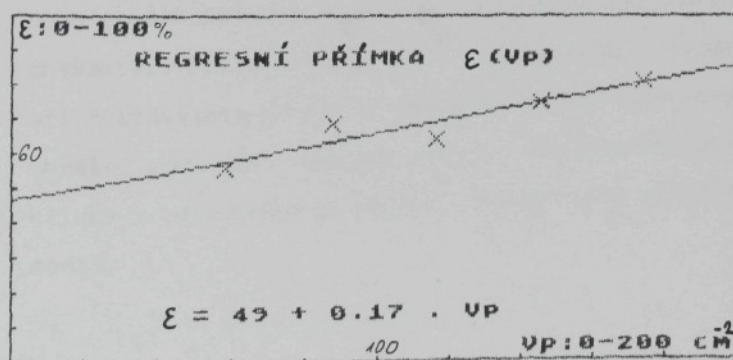
$$(13.7) \quad \varepsilon = 51.4 + 0.141 \cdot V_p \quad (\%)$$

pro sudá měření - s odchylkou 7%

$$(13.8) \quad \varepsilon = 46.6 + 0.193 \cdot V_p \quad (\%)$$

pro lichá měření - s odchylkou 6%

Výsledky rearesního výpočtu jsou vyneseny v grafu 13.8 i s body $\varepsilon - V_p$ odpovídajícími jednotlivým vzorkům. Hodnoty byly získány jako aritmetické průměry z hodnot stanovených 1. rearesním výpočtem z dvojic s fólií-bez fólie.



Obr.13.8: Nalezená rearesní závislost strukturního faktoru ε na hustotě vpichů V_p .

Zajímavé je porovnání směrnice rearesně nalezené přímky (13.6)

$$(13.9) \quad k_{\text{exp}} = 1.7 \cdot 10^{-3}$$

s přibližným teoretickým odhadem její hodnoty (4.11)

$$k = 1.2 \cdot 10^{-3}.$$

Ve snaze zmapovat závislost strukturního faktoru na počtu vpichů byl rearesní výpočet (pro koeficienty ε_1 , Cr_1 v rovnici (13.3)) proveden pro hodnoty L_v v intervalu $\langle 0.020, 0.035 \rangle$ s přírůstkem 0.001. Ze získaných tabulek (analogických tabulce 13.7) byly stanoveny příslušné rearesní vztahy uvedené v tabulce 13.9, ze které je vidět, že rearesní závislost $\varepsilon - V_p$ si i v případě extrémně malých nebo naopak velkých hodnot L_v ponechává přijatelný charakter. Pokles hodnot obou koeficientů v lineárním vztahu při zvětšujícím se L_v je dán tím, že při dostatečně velké tepelné vodivosti vzduchu zbývá - pro vysvětlení naměřené křivky - na kondukční složku odpovídající vláknům jen malý podíl.

$\varepsilon = 75 + 0.215 \cdot VP (\%)$	PRO Lv=20ml. $\bar{K} \cdot \bar{m}^{-1}$	S ODCH.7.67%
$\varepsilon = 72 + 0.206 \cdot VP (\%)$	PRO Lv=21ml. $\bar{K} \cdot \bar{m}^{-1}$	S ODCH.7.7%
$\varepsilon = 69 + 0.201 \cdot VP (\%)$	PRO Lv=22ml. $\bar{K} \cdot \bar{m}^{-1}$	S ODCH.7.62%
$\varepsilon = 65 + 0.198 \cdot VP (\%)$	PRO Lv=23ml. $\bar{K} \cdot \bar{m}^{-1}$	S ODCH.7.66%
$\varepsilon = 62 + 0.191 \cdot VP (\%)$	PRO Lv=24ml. $\bar{K} \cdot \bar{m}^{-1}$	S ODCH.7.78%
$\varepsilon = 59 + 0.184 \cdot VP (\%)$	PRO Lv=25ml. $\bar{K} \cdot \bar{m}^{-1}$	S ODCH.8.16%
$\varepsilon = 55 + 0.181 \cdot VP (\%)$	PRO Lv=26ml. $\bar{K} \cdot \bar{m}^{-1}$	S ODCH.8.49%
$\varepsilon = 52 + 0.174 \cdot VP (\%)$	PRO Lv=27ml. $\bar{K} \cdot \bar{m}^{-1}$	S ODCH.9.19%
$\varepsilon = 49 + 0.167 \cdot VP (\%)$	PRO Lv=28ml. $\bar{K} \cdot \bar{m}^{-1}$	S ODCH.9.82%
$\varepsilon = 46 + 0.156 \cdot VP (\%)$	PRO Lv=29ml. $\bar{K} \cdot \bar{m}^{-1}$	S ODCH.10.37%
$\varepsilon = 42 + 0.153 \cdot VP (\%)$	PRO Lv=30ml. $\bar{K} \cdot \bar{m}^{-1}$	S ODCH.10.56%
$\varepsilon = 38 + 0.151 \cdot VP (\%)$	PRO Lv=31ml. $\bar{K} \cdot \bar{m}^{-1}$	S ODCH.11.71%
$\varepsilon = 35 + 0.143 \cdot VP (\%)$	PRO Lv=32ml. $\bar{K} \cdot \bar{m}^{-1}$	S ODCH.11.94%
$\varepsilon = 31 + 0.139 \cdot VP (\%)$	PRO Lv=33ml. $\bar{K} \cdot \bar{m}^{-1}$	S ODCH.12.97%
$\varepsilon = 29 + 0.129 \cdot VP (\%)$	PRO Lv=34ml. $\bar{K} \cdot \bar{m}^{-1}$	S ODCH.14.29%
$\varepsilon = 25 + 0.125 \cdot VP (\%)$	PRO Lv=35ml. $\bar{K} \cdot \bar{m}^{-1}$	S ODCH.16.02%

Tab.13.9: Regresní závislosti ε -vp pro různé hodnoty L.

13.5) ZMENA STRUKTURNÍHO FAKTORU PŘI STLAČOVÁNÍ ROUNA

Pro všechna měření byl proveden i regresní výpočet č.3 podle kap. 11.2, který umožňuje nalézt lineární závislost strukturního faktoru na koeficientu zaplnění. Výsledky jsou shrnuty v tabulce 13.10:

Výpočet č.1	ČÍSLO MĚŘ.	POČET VP.	L3 mW.m ⁻¹ .K ⁻¹	ε3 %	Cr3 1	k3 1	γ 1	Odch3 %
	1	58	28	54	0.58	0.24	2.7	1.4
bez	3	87	28	73	0.63	-0.61	1.5	1.0
folie	5	116	28	67	0.68	-0.53	1.8	1.1
	7	145	28	76	0.67	-0.73	1.3	1.4
průměry	9	174	28	74	0.61	0.60	1.3	1.2
					0.63 ± 0.03			1.23
	2	58	28	57	0.44	-0.32	2.5	1.3
s	4	87	28	71	0.49	-0.85	1.7	1.8
folií	6	116	28	67	0.51	-1.00	1.8	1.8
	8	145	28	75	0.49	-0.76	1.3	1.8
průměry	10	174	28	80	0.40	0.34	1.0	0.9
					0.46 ± 0.04			1.52

Tabulka 13.10.

V hodnotách nalezeného strukturního faktoru ϵ_3 a koeficientu Cr_3 se tento výpočet takřka neliší od regresního výpočtu 1.

Pokud ze série vyloučíme měření č.9, 10 a 1, vychází koeficient k_3 s přijatelnou odchylkou:

$$(13.10) \quad k_3 = -0.7 \pm 0.2.$$

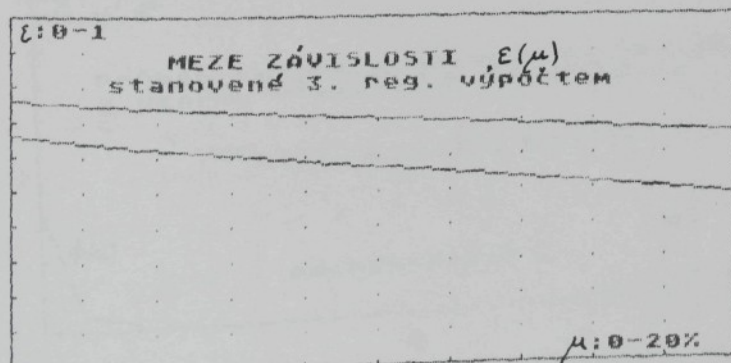
Pokud bychom brali v úvahu i měření 1, 9 a 10, nešlo by ze získaných hodnot vzhledem k příslušné chybě učinit žádné závěry.

Průběh křivek získaných 9. a 10. měření se od ostatních křivek napadně liší již od pohledu; již v předchozích výpočtech byly příslušné výsledky od ostatních odchýlené a vyloučení těchto měření není v tomto smyslu proti očekávání. Důvod, proč tentokrát nevyhovuje i měření č.1 se nepodařilo objasnit.

S vědomím, že se jedná v jistém smyslu o nefyzikální střední hodnotu (ignorující závislost na počtu vprichů), byla z tabulky 13.8 stanovena i střední hodnota ε^3 , takže hledanou závislost je možno vyjádřit:

$$(13.11) \quad \varepsilon = (0.71 \pm 0.05) - (0.7 \pm 0.2) \cdot \mu.$$

Mezní přímky popsané vztahem (13.15) (tj. $\varepsilon = 0.76 - 0.5 \cdot \mu$ a $\varepsilon = 0.66 - 0.9 \cdot \mu$) jsou vyneseny v grafu 13.11.



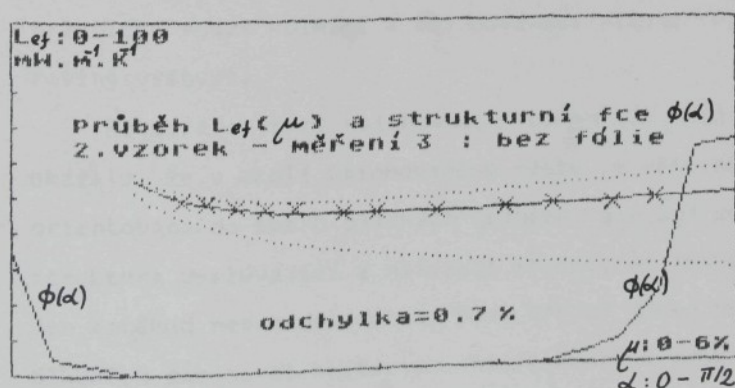
Obr.13.11: Meze regresní závislosti $\varepsilon(\mu)$

13.6) URČENÍ STRUKTURNÍ FUNKCE

Prostřednictvím programu STRUKTUR popsaného v kapitole 11.2 byly pro všechna měření (1.-10.) hledány strukturní funkce charakterizující strukturu vzorků při tloušťce 7mm.

Do grafu byly vyneseny vždy společně s průběhem odpovídající křivky $Lef(\mu)$ a příslušnými experimentálně zjištěnými body (z nichž byly stanoveny). V grafech je vždy uvedena i odchylka křivky od experimentálně zjištěných bodů spočtená podle 11.3.

Na obrázku 13.12 je vynesen takový graf pro 3. měření (tj. 2. vzorek bez folie). Podobné grafy pro ostatní měření jsou uvedeny v příloze.



Obr.13.12: Strukturní funkce nalezená pro 3. měření.

Těsnost přiblížení takto nalezených závislostí $Lef(\mu)$ k experimentálním hodnotám je velmi dobrá: Je to dáno tím, že strukturní funkce (reprezentovaná v programu 18-ti místným polem) představuje vlastně 18 regresních parametrů. Tyto se algoritmem programu určují tak, aby odchylka byla co nejmenší.

Takového přiblížení by ovšem nebylo možno dosáhnout, kdyby experimentální hodnoty (každá sama o sobě) neležely v intervalu vymezeného $Lef(\mu, \varepsilon = 0)$ a $Lef(\mu, \varepsilon = 1)$ (tyto omezující křivky jsou v grafech vyneseny tečkovaně).

Charakteristické průběhy nalezených strukturních funkcí nejsou zcela uspokojivé: rozdělení vykazuje minimum (nabývá nulových hodnot) v široké oblasti uvnitř definičního intervalu. To odpovídá struktuře rouna, která je tvořena prakticky pouze kolmými a rovnoběžnými vlákny (vzhledem k rovině vrstvy).

Fotografie řezů vpichovaným rounem (3), (21) sice ukázaly, že v okolí vpichovaného místa je většina vláken orientována do směrů blízkých kolmému, ale zdá se, že struktura vyplývající z nalezené strukturní funkce, je přece jen poněkud nepravděpodobná. Bude zřejmě nutno do programu STRUKTUR zabudovat kritérium, které bude nějakým způsobem hodnotit charakter průběhu hledané strukturní funkce.

Nalezení každé strukturní funkce si vyžádalo poměrně dlouhý výpočtový čas (cca 8 hodin), tato nevýhoda však byla bohatě vyvážena tím, že osobní mikropočítač byl k dispozici neustále. Perspektivně bude ovšem nutno vytvořit variantu programu STRUKTUR v některém vyšším programovacím jazyku.

VZOREK ČÍSLO	POČET VP.	ČÍSLO MÉR.	ε %	ČÍSLO MÉR.	ε %	$\bar{\varepsilon}$ %
1	58	1	55	2	64	60
2	87	3	74	4	80	77
3	116	5	81	6	80	81
4	145	7	82	8	84	83
5	174	9	81	10	80	80

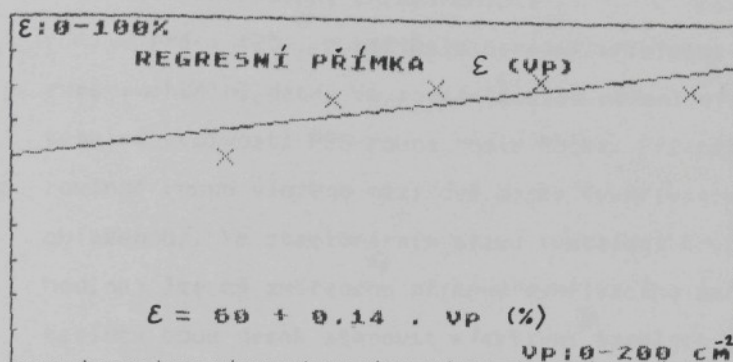
Tabulka 13.13.

V tabulce 13.13 jsou pro všechna měření uvedeny hodnoty strukturního faktoru ε při tloušťce 7mm (určeného podle (10.9) z nalezených strukturních funkcí).

Není zřejmé proč se 1., 9. a 10. měření z celkové tendence poněkud odchyľuje. Z vyhodnocované serie měření byla nalezena regresní přímka

$$(13.12) \quad \varepsilon = 60 + 0.14 \cdot V_p \quad (\%),$$

Jejíž graf je vynesena na obr. 13.14 (hodnoty $\bar{\varepsilon}$ byly u dvojic měření s fólií - bez fólie stanoveny jako aritmetický průměr).



Obr.13.14: Regresní závislost $\varepsilon(v_p)$ stanovená prostřednictvím strukturních funkcí.

Srovnání (13.12) a (13.6-8) ukazuje, že v závislosti strukturního faktoru na počtu vpichů určené prostřednictvím strukturní funkce vychází ε poněkud větší než přímou regresí. Důvod tohoto rozdílu zůstává zatím neobjasněn. Směrnice regresních přímek se v rámci přípustných tolerancí dobře shodují.

14) VYHODNOCENÍ EXPERIMENTU 2

V práci (25), z níž byla čerpána příslušná experimentální data, je popsán způsob měření efektivní tepelné vodivosti PES rouna podle Bocka. Při této metodě je rovinné rouno vloženo mezi dvě desky (vyhřívanou a chlazenou). Ve stacionárním stavu (ustálení trvá cca jednu hodinu) lze ze změřeného příkonu vyhřívacího zařízení a teploty obou desek stanovit efektivní tepelnou vodivost vzorku.

Měření bylo provedeno v roce 1968 na zkušebním zařízení firmy FEUTRON, které sloužilo v laboratoři tepelné techniky VŠST.

Dva vzorky PES rouna z vláken neznámé jemnosti (v práci neuvedeno) byly proměřeny pro šest a čtyři různé hodnoty koeficientu zaplnění, který se měnil stlačením vzorku (vzorek 1: 3-12mm, vzorek 2: 1,6-40mm); výsledky a grafy proměřených závislostí jsou v (25) uvedeny.

Experimentálně získanými body byly proloženy regresní křivky (13.3), (13.4) a vyhodnocení bylo provedeno podobným způsobem jako v předchozí kapitole - s těmito rozdíly:

a) k výpočtu přepážkovitosti podle vztahu (10.10) byla zvolena hodnota $r=10\mu\text{m}$ poloměru vláken, které odpovídá jemnost 4.4 dtex. Tato hodnota nebyla však v práci nikde uvedena. Naší volbou je ovlivněna i hodnota koeficientu K_{ex} .

b) Při výpočtu regresních koeficientů se ukázalo, že těsnost přiblížení křivky k experimentálním bodům se pro první vzorek výrazně zlepši vypuštěním 1. bodu z vyhodnocování. Proto jsou výsledky výpočtu v tabulce 14.1 pro 1. vzorek uvedeny dvakrát (hodnoty ve druhém řádku tabulky odpovídají započtení všech experimentálních bodů).

c) Vzhledem k malému počtu měření nebyly počítány střední hodnoty a směrodatné odchylky.

Výpočet č.1	ČÍSLO MĚŘ.	POČET VP.	L1 mW.m. ⁻¹ .K ⁻¹	ε1 %	Cr1 1	γ1 1	Kex 1	Odch1 %
	1	?	28	3	0.06	13	0.22	0.3
	1	?	28	0	0.10	13	0.17	3.6
	2	?	28	9	0.06	10	0.28	2.1

Výpočet č.2	ČÍSLO MĚŘ.	POČET VP.	L2 mW.m. ⁻¹ .K ⁻¹	ε2 %	Cr2 1	γ2 1	Kex 1	Odch2 %
	1	?	27.8	3	0.07	13	0.21	0.2
	1	?	20.4	21	0.26	10	0.13	1.7
	2	?	26.0	14	0.07	9	0.29	0.7

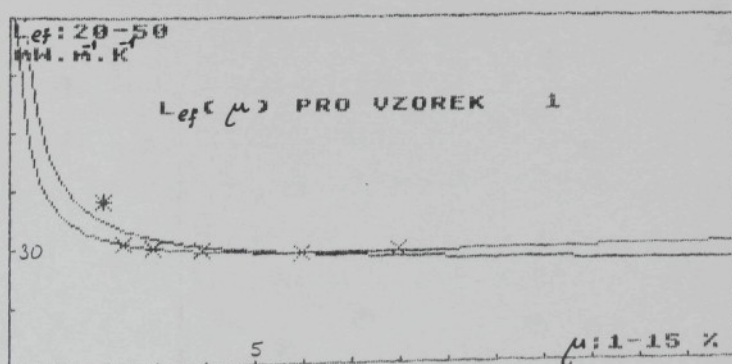
Tabulka 14.1: Nalezené regresní koeficienty.

HODNOCENÍ: Hodnoty koeficientu C_{r1} stanovené z experimentu (25) jsou oproti výsledkům předchozí kapitoly dosti malé (srv. s tab 13.7).

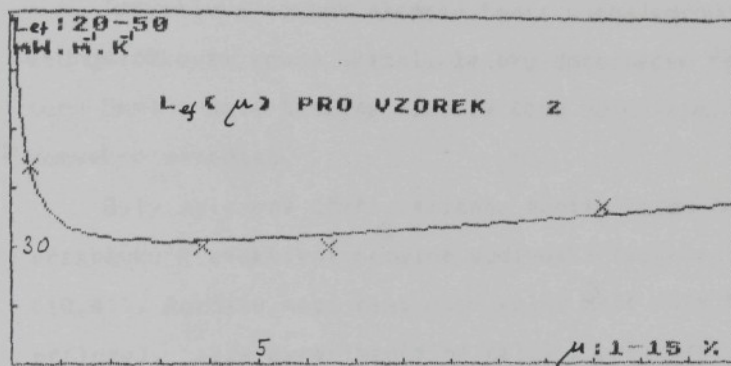
Lze to vysvětlit tím, že plošná hustota vzorků uvedená v (25) je skoro třikrát větší, než plošná hustota vzorků studovaných v předchozí kapitole. (Podle výsledků 9. kapitoly vyplývá z větší plošné hustoty větší radiačně izolační schopnost.)

Nepodařilo se vysvětlit, proč hodnoty strukturního faktoru vycházejí v tab. 14.1 nepravděpodobně malé.

Experimentální hodnoty a grafy 1. rearesní závislosti (13.3) jsou pro vzorky 1 i 2 zobrazeny na obr 14.2 a 14.3. Pro 1. vzorek je vynesena i graf odpovídající vypuštění 1. exp. bodu z vyhodnocování.



Obr.14.2: Rearesní závislost $L_q(\mu)$ pro 1. vzorek.



Obr.14.3: Regresní závislost $L(\mu)$ pro 2. vzorek.

15) SHRnutí A ZávER

Teoretický rozbor přenosu tepla v nejjednodušším jednosložkovém rouně ukázal, že pro dostatečně tenké vrstvy (cca 5mm) a malé tepelné rozdíly (cca 50 K) lze vliv volné konvekce zanedbat.

Byly nalezeny čtyři varianty popisu kondukčního příspěvku k efektivní tepelné vodivosti (vztahy (10.1) až (10.4)). Rozdíly mezi nimi jsou velmi malé (viz tab. 6.5 v příloze), takže experimentálně nelze s určitostí stanovit, která z variant popisuje realitu nejlépe. Při užití nejjednodušší varianty dostaneme pro ETV vztah:

(15.1)

$$L_y = L_v + (L_p - L_v) \cdot \varepsilon \mu + 4 \sigma T^3 \frac{\exp(-k \cdot \eta)}{(2/\varepsilon_p - 1)} \cdot \frac{1}{\mu} \cdot \frac{\sigma}{\rho_p}$$

kde první dva členy odpovídají kondukcii a třetí člen odpovídá radiaci.

Závislost na struktuře rouna zde vstupuje prostřednictvím strukturního faktoru ε a přepážkovitosti η , která byla definována takto:

$$(15.2) \quad \eta = \mu \cdot s \cdot (1 - \varepsilon) \cdot \frac{1}{\sqrt{\pi} \cdot r}$$

a která v sobě obsahuje i informaci o jemnosti vláken (r je poloměr vlákn).

Velikost konstanty k byla nalezena teoreticky z rozboru pravděpodobného počtu vláken, s nimiž půjde infračervený paprsek při průchodu rounem do interakce.

$$(15.3) \quad k = 0.19$$

Radiační podíl ETV dosahuje ve sledovaném výběru rovn podle hodnoty koeficientu zaplnění tří až čtyřiceti procent celkové hodnoty (plyne to ze srovnání grafů 6.6 a 9.1) a je koeficientu zaplnění nepřímo úměrný.

Byl nalezen i způsob popisu struktury rouna pomocí tzv. strukturní funkce (def. ve 4. kapitole), který je analogický popisu rovinného modelu rouna distribucí orientace. Vytvořený program STRUKTUR (výpis uveden v příloze) umožňuje stanovit tuto strukturní funkci z experimentálně sledované závislosti ETV na koeficientu zaplnění.

Pozornost zasluhuje vztah (9.14), který umožňuje teoreticky optimalizovat Lef vzhledem k plošné hustotě σ rouna. Předpokládá však znalost strukturního faktoru $\bar{C}$ - ten může být pro daný vzorek stanoven regresně (13. a 14. kapitola).

Nalezené teoretické vztahy byly doloženy experimentálně s dobrou shodou; odchylky naměřených hodnot ETV od teoreticky určených dosahují jen několika procent (tab. 13.7., 14.1) a i rozdíl experimentálně určené hodnoty konstanty k (vystupující ve vztahu (15.1))

$$(15.4) \quad k = 0.27 \pm 0.02\%$$

od její teoretické hodnoty (15.3) lze považovat za malý.

Průběhy strukturálních funkcí nalezených z hodnot experimentu nejsou příliš přesvědčivé: strukturální faktory z nich určené vycházejí podezřele veliké. Dosud však není možné jejich reálnou hodnotu spolehlivě stanovit.

Cíle práce - nalezení vztahů popisujících souvislost struktury nejjednoduššího rovinu s jeho efektivní tepelnou vodivostí - bylo dosaženo.

Práce bude bezprostředně pokračovat vyhodnocením nových měření ETV rovin z vláken s různou jemností a ověřením závislosti (10.7) v souvislosti s tímto parametrem.

Dále bude třeba zobecnit nalezené modely pro popis složitějších rovin, do programu STRUKTUR zabudovat kritérium posuzující hladkost průběhu strukturální funkce a program vytvořit znovu v nějakém vyšším programovacím jazyce.

16) SEZNAM LITERATURY

- 1) Brož, J. - Roskovec, V. - Valouch, M.: Fyzikální a matematické tabulky, 1980, SNTL Praha.
- 2) Cybula, S. - Wedrychowicz, A.: Vliv tloušťky na izolační vlastnosti tkanin a jejich vícevrstevných kombinací. 1981, Przesiad Wlokiewniczy 3, 163.
- 3) El-Hadidy, A.M.: Metody zjišťování prostorové orientace vláken v netkaných textiliích, 1983, Kand. dis. práce, KNT VŠST Liberec.
- 4) Farnworth, B.: Mechanism of Heat Flow Through Clothing Insulation. 1983, T. Research Journal, 53, č. 12, s. 717-725.
- 5) Hassenboehler, C.B. - Viao, T.L.: A Mixed Flow Thermal Transmittance Tester for Textiles. 1982, TRJ 52, č. 8, 510-517.
- 6) Havlíček, J.: Příspěvek ke studiu deformačních vlastností netkaných textilií, 1983, Kand. dis. práce, KNT VŠST Liberec.
- 7) Hearle, J.W.S., Stevenson, P.J.: Nonwoven fabric studies. Part IV. 1964, TRJ, s. 181.
- 8) Hes, L.: Temperaturmessungen an Vliesstoffen. 1985, Textiltechnik 35, s. 202-204.

- 9) Hes, L.: Nový způsob měření termofyzikálních vlastností plošných textilií. 1986, Vlnářský informativní přehled, duben 1986, roč. 35, Vyz. ústav vlnářský, Brno.
- 10) Hes, L.-Doležal, I.: Měření tepelné a teplotní vodivosti textilií přístrojem ALAMBETA 02. In: Subjektivní a objektivní metody hodnocení textilií, Liberec 1986.
- 11) Holcombe, B.V.-Hoschke, B.N.: Dry Heat Transfer Characteristis of Underwear Fabrics. 1983, TRJ 6/1983, 368-374.
- 12) ^{Bogaty, H.}~~Herman, B.~~-Norman, R.S.: Some Thermal Properties of Fabrics. 1957, TRJ č. 6, s. 445-449.
- 13) Hes, L.: Zvláštnosti radičního měření teploty netkaných textilií. In: Infračervená radiometrie, Otrokovice 1985.
- 14) Hottel, H.C.-Sarofim, A.F.: Přenos tepla zářením, 1979, SNTL Praha.
- 15) Chyský, J.: Vlhký vzduch, 1963, SNTL Praha.
- 16) Ismail, M.I.: Mathematical Model for the Study of Heat-Transfer Through Fabric Under Normal Condition. In: Internal Coneres CHISA, Praha 1981.
- 17) Janata, J.: Matematický model transportu tepla v netkané textilii, 1987, Soukromé sdělení.
- 18) Kadeřábek, J.: Pravděpodobnost a statistika, 1979, skripty VŠST Liberec.
- 19) Kalčík, J.-Sádková, K.: Technická termomechanika. 1973, Academia, Praha.

- 20) Koščál, L.: Vliv parametrů vláken a součinitele zaplnění na tepelné vlastnosti PES izolační netkané textilie. 1987, DP KNT VŠST Liberec.
- 21) Krčma, R.: Otevřené problémy výzkumu netkaných textilií. 1968, Sborník věd. prací ... věd. konference u příležitosti 15. výročí založení VŠST v Liberci.
- 22) Krčma, R. a kol.: Netkané textilie. 1962, SNTL, Praha.
- 23) Krčma, R.: Netkané textilie. 1971, skriptá VŠST Liberec
- 24) Krčma, R.: Netkané textilie. Pardubice 1975
- 25) Kučerová, V.: Vliv podílu vzduchu a vlhkosti v textilním materiálu na tepelnou vodivost a rychlost prohřevu plošných textilií. 1968, DP, VŠST Liberec.
- 26) Landau, L.D., Lifšic, E.M.: Kurs obščej fiziky, Moskva 1969.
- 27) Militký, J.: Tvorba matematických modelů III. 1986, skriptum ČSVTS, Ostrava 1986.
- 28) Militký, J.: Matematické modelování a optimalizace zušlechťovacích procesů. 1978, VŠCHT Pardubice.
- 29) Mračková, M.: Vliv radiačně stínících fólií na tepelný odpor netkaných výplňkových rovin. 1988, DP VŠST Liberec.
- 30) Mull, V.-Reiher, H.: Der Wärmeschutz von Luftschichten. Mnichov 1930.

- 31) Opiščenko, L.A- Livinskij-Čudakov: Ustanovka i metod issledovanija teplozaščytnych charakteristik text. mat. ve vakuu. 1982, IVUZ- Techn. les. prom.5, 19-22.
- 32) Pežoutová, J.: Vliv materiálu, hustoty a vlhkosti tepelně izolačního vřplňkového rouna na jeho tepelné vlastnosti. 1988, DP KNT VŠST Liberec.
- 33) Prokop, J. a kol.: Tepelné izolační vlastnosti roun ze syntetických vláken nedloužených POP a polyetylenových. 1966, Závěrečná zpráva stát. výzk. úkolu, ČVUT-strojní fakulta, Praha.
- 34) Ptáček, A.: Struktura rouna (Teorie vytváření struktury rouna vyráběného na pneumatických rounotvořicích strojích). 1967, Disertační práce, VŠST Liberec.
- 35) Sazima, M.: Sdílení tepla, 1971, skripta ČVUT Praha.
- 36) Sodomka, L.: Struktura a vlastnosti netkaných textilií. 1982, diplomová práce, VŠST Liberec.
- 37) Staněk, J.: Analýza faktorů ovlivňujících tepelné vlastnosti netkaných textilií. 1987, Práce ke kandidátské zkoušce, KNT VŠST Liberec.
- 38) Staněk, J.: Model tepelné vodivosti rouna. 1987, Referát na konferenci absolventů KNT VŠST Liberec.
- 39) Steidl, Neužil, Fořt, Vlček: Úvod do proudění tekutin a sdílení tepla. 1974, Academia 1974.

- 40) Strnadel, K.: Rozbor průchodu tepla vláknitým materiálem. 1953, Kand. dis. práce, ČVUT.
- 41) Tong, T.W.: Analysis of Transient Heat Transfer Measurements on Porous Thermal Materials. 8. International Heat Transfer Conference, 1986, sv.2., Condensation and Insulations.
- 42) Veis, S. a kol.: Mechanika a molekulová fyzika. 1981, Alfa, Bratislava.
- 43) Zurek, W.: Vliv tloušťky na izolační schopnosti tkanin a jejich vícevrstvé kombinace. 1982, Przegląd Włókniarstwa 36, č.3, 132-133.
- 44) Farnworth, B.: A Numerical Model of the Combined *bede se a bice* Diffusion of Heat and Water Vapor Through Clothing. 1985, TRJ, 36, s.653-665.
- 45) Likeš, J.: Navrhování průmyslových experimentů. SNTL Praha 1968.
- 46) Lykov, A.V.: Teoriia teploprovodnosti, 1952, Moskva
- 47) Petterson, D.L.: On the Mechanics of Nonwoven Fabrics, disertační práce, 1958, Massachusetts, MIT
- 48) Krempaský, J.: Meranie termofyzikálnych veličín. SAV, Bratislava 1969.
- 49) Veis, S., Madar, J., Martišovič, V.: Mechanika a molekulová fyzika, SNTL Praha 1981.
- 50) Vasilev, L.L., Tanajeva, C.A.: Těplofizičeskije svojstva fizičeskich materialov, Minsk 1971.

- 51) Hes, L.: Thermische Eigenschaften der Vliesstoffe und ihre Messmethoden: In. Conares INDEX 87, Geneva.
- 52) Hes, L.: Aut. osv. 255063
- 53) Hes, L.: Aut. osv. 250316
- 55) Reišteterová, J.: Vliv struktury a materiálových parametrů NT na jejich tepelné vlastnosti, 1987, DP VŠST Liberec.
- 56) Hes, L.: Katalog emisních vlastností plošných textilií, Liberec, VŠST 1987.
- 57) Posoncev, V.G.: Sledování optimální hustoty vláknenných tepelné izolačních materiálů. 1980, Chladicí technika, No.7, 27-30.
- 58) Salichova, E.G.-Bucharin, A.: Optimalizace tepelné vodivosti textilních materiálů vzhledem ke koeficientu zaplnění. 1981, IVUZ-Tech. les.prom. č.6, 57-58.
- 59) Kalašová, B.: Stanovení trojrozměrné orientace vláken v netkné textilii, 1982, Diplomová práce, VŠST Liberec.

17.1) PŘÍLOHA 1 - TABULKA 6.5

Porovnání hodnot KSTEV vypočtených z modelů K1, K2 a K3.

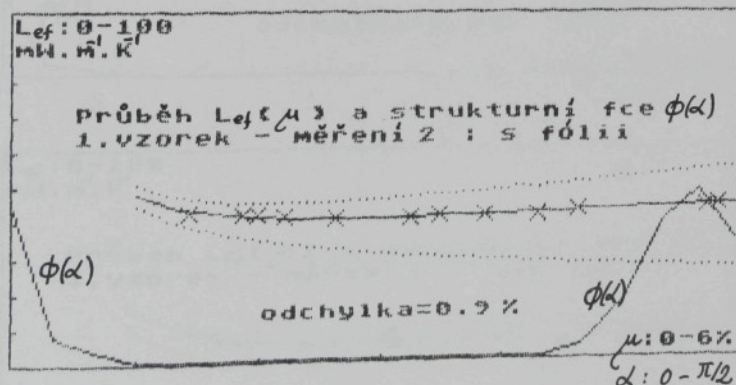
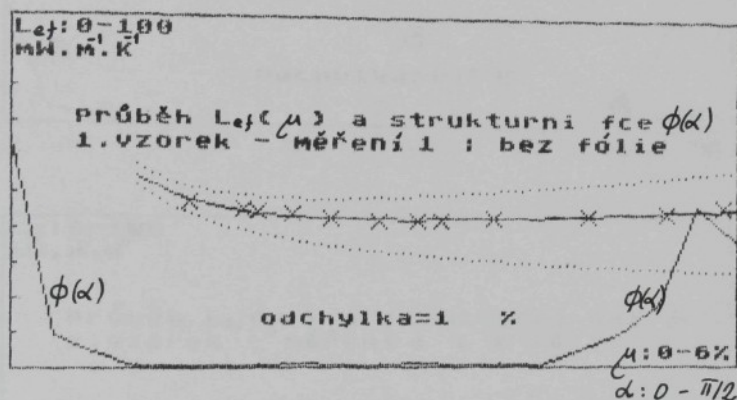
$\varepsilon = 0.1$	μ %	$L(K1), 10^3$ W.m.K	$L(K2), 10^3$ W.m.K	$L(K3), 10^3$ W.m.K
	1	28.37	28.61	28.66
	2	28.74	29.23	29.34
	3	29.12	29.86	30.03
	4	29.49	30.51	30.74
	5	29.86	31.16	31.46
	6	30.23	31.82	32.19
	7	30.6	32.49	32.94
	8	30.98	33.18	33.7
	9	31.35	33.88	34.47
	10	31.72	34.59	35.25

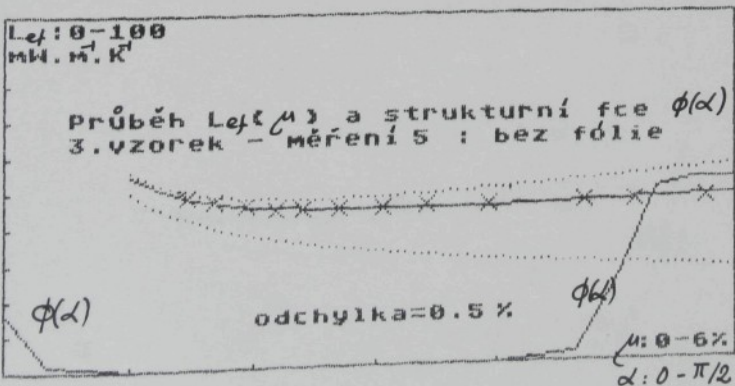
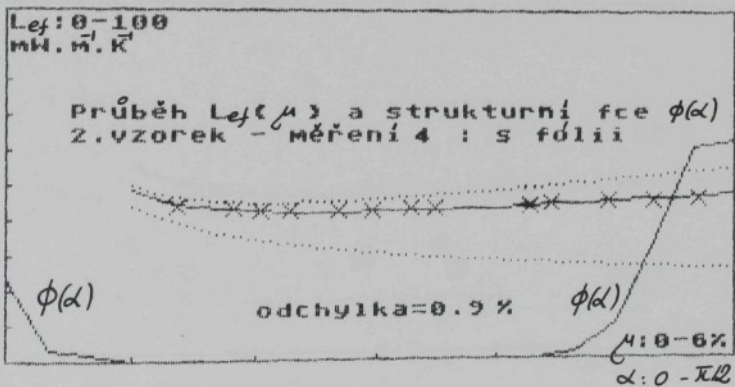
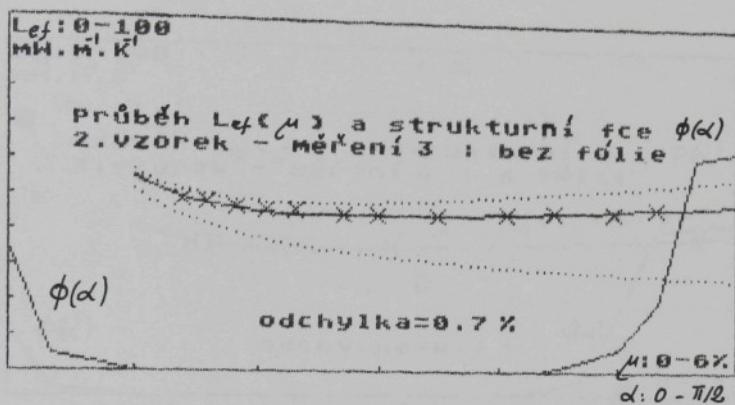
$\varepsilon = 0.5$	μ %	$L(K1), 10^3$ W.m.K	$L(K2), 10^3$ W.m.K	$L(K3), 10^3$ W.m.K
	1	29.86	30	30.14
	2	31.72	32.01	32.29
	3	33.58	34.05	34.44
	4	35.44	36.1	36.6
	5	37.3	38.17	38.76
	6	39.16	40.25	40.93
	7	41.02	42.35	43.1
	8	42.88	44.47	45.28
	9	44.74	46.6	47.46
	10	46.6	48.75	49.64

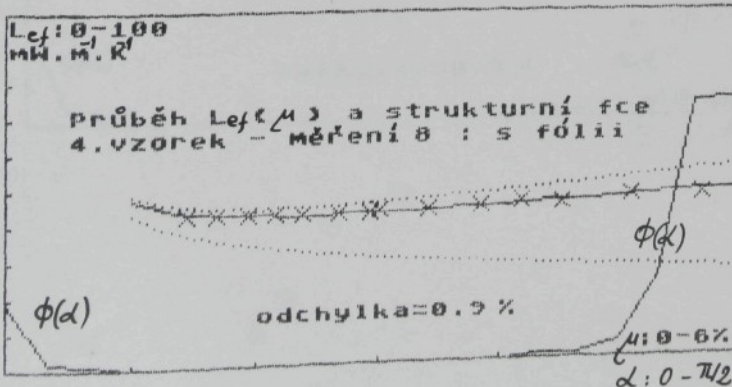
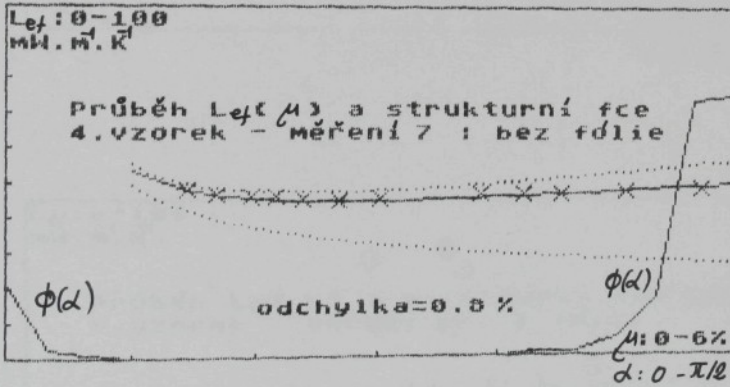
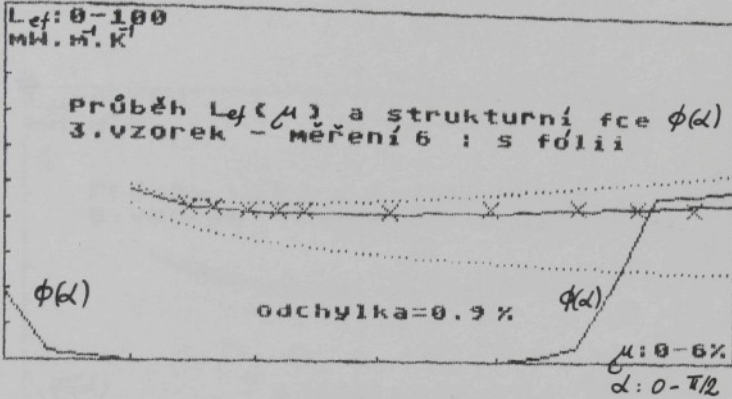
$\varepsilon = 0.9$	μ %	$L(K1), 10^3$ W.m.K	$L(K2), 10^3$ W.m.K	$L(K3), 10^3$ W.m.K
	1	31.35	31.38	31.63
	2	34.7	34.76	35.25
	3	38.04	38.15	38.88
	4	41.39	41.54	42.51
	5	44.74	44.94	46.14
	6	48.09	48.34	49.77
	7	51.44	51.75	53.4
	8	54.78	55.16	57.03
	9	58.13	58.58	60.66
	10	61.48	62	64.29

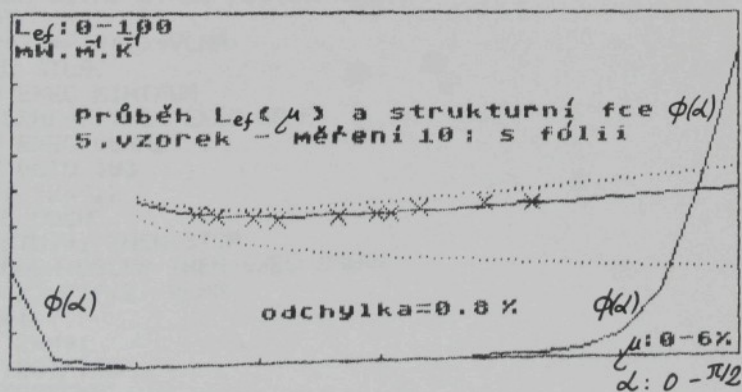
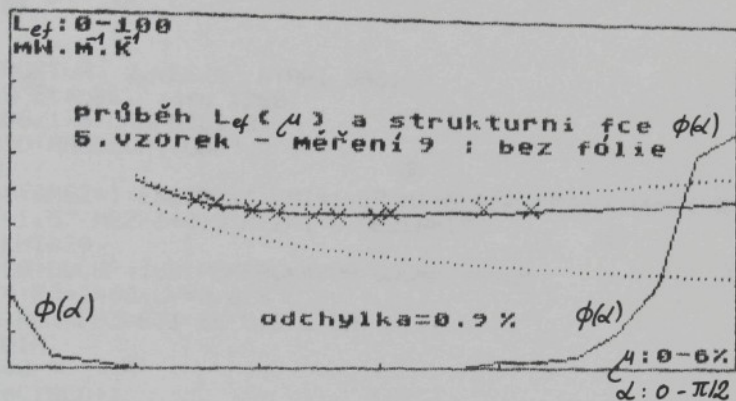
17.2) PŘÍLOHA 2 - OBR.13.12

Grafy strukturních funkcí $\phi(\alpha)$ nalezených programem STRUKTUR z hodnot měření 1-10.









17.3) PŘÍLOHA 3 - VÝPIS PROGRAMU STRUKTUR
(Atari Basic)

```
0 REM STRUKTUR 2.VERZE ATARI BASIC
0 REM Jan Stanek, Jaro 1988
0 POKE 106,176:GRAPHICS 0
0 BLOAD "D:HARDCOPY.OBJ"
05 MENU=1
10 GRAF=1:OMEZ=1:EXBODY=1:LMI=1:EPSMI=0:STRUKTUR=1:NAPIS=0:PORIS=1:SIT=0
20 MEZAL=1.57:MEZFI=0.5:MEZMI=6:MEZLR=100
30 N=18:KMI=20
40 VLNA=10:ODCHP=100:POKRAC=4000:ODCHMIN=0.9
50 LP=0.4:RO=1400:LV=0.028
70 EX=15:REM POZDEJI SE CTE Z DAT
80 EXEC DIM
82 CISLO=0
83 CISLO=CISLO+1
84 IF MENU=1 THEN EXEC MENU
85 EXP=3110+40*CISLO
87 STRUK=4980+40*CISLO
90 EXEC DATA
00 Z=0:REM CITAC CYKLU POHYBU VLNY
10 REPEAT
20 FIP(Z)=FIP(Z)+VLNA
30 EXEC STLAC
40 REM EXEC MINIMUM
50 IF GRAF=1 THEN EXEC GRAF
51 REM EXEC OBRAZ
52 REM GOTO 183
55 ? B$,"Z=";Z
60 EXEC ODCH
65 IF STUJ=1 THEN STOP
70 IF ODCH<ODCHP THEN EXEC ZMENA
80 FIP(Z)=FIP(Z)-VLNA
90 Z=Z+1
00 UNTIL Z=N+1
10 EXEC TESTFIP8
15 EXEC TESTEXP
20 GOTO 200
21 PROC MENU
22 INPUT "CISLO MERENI";CISLO
39 ENDPROC
40 PROC GRAF
```

STUJ=1

```

350 EXEC RAM
352 EXEC OSY
355 IF PORIS=1 THEN EXEC PORIS
360 IF NAPIS=1 THEN EXEC NAPIS
370 IF EXBODY=1 THEN EXEC EXBODY
380 IF LMI=1 THEN EXEC LMI
390 IF EPSMI=1 THEN EXEC EPSMI
400 IF STRUKTUR=1 THEN EXEC STRUKTUR
410 IF OMEZ=1 THEN EXEC OMEZ
420 ENDPROC
490 PROC DIM
500   DIM A$(15):DIM B$(10)
510   DIM ALFA(N+1):DIM ALFAP(N+1)
520   DIM FI(N+1):DIM FIN(N+1):DIM FIP(N+1):DIM FIPO(N+1):DIM FINP(N+1)
530   DIM L(KMI+1):DIM MI(KMI+1):DIM EPS(KMI+1)
540   DIM MIEX(EX):DIM LEX(EX):DIM J(EX)
560 ENDPROC
570 PROC DATA
571   IF TASK=0 THEN GOTO 580
573   POKE 106,176:GRAPHICS 0
574   BLOAD "D:HARDCOPY.OBJ"
580   RESTORE EXP
590   READ CISLO,EX,SI,VP,T,A$,CISLO
600   FOR I=1 TO EX:READ MI,L:MIEX(I)=MI:LEX(I)=L:NEXT I
605   SI=158-0.178*VP:REM REGRESNE NALEZENA APROXIMACE!
610   SO=INT(SI/RO/MIEX(1)*100)
620   MIO=SI/RO/SO*100
630   MI(0)=MIO
640   FOR J=1 TO KMI+1
650     MI(J)=(MEZMI-INT(MIO))*(J-1)/KMI+INT(MIO)
660   NEXT J
670   FOR J=0 TO N
680     ALFAP(J)=J*MEZAL/N
690   NEXT J
700   RESTORE STRUK
705   READ B$
710   FOR J=0 TO N
720     READ FIP
730     FIP(J)=FIP
740   NEXT J
745   READ VP,EPSILON,FIPSU,ODCHP
748   IF GRAF=0 THEN POKE 559,0
750   FIPSU=0
760   FOR I=0 TO N:FIPSU=FIPSU+FIP(I):NEXT I
765   INTG=0
770   FOR J=0 TO N
780     INTG=INTG+FIP(J)
790   NEXT J
810   FOR J=0 TO N
820     FIN(J)=FIP(J)/INTG
830     FINP(J)=FIN(J)
840   NEXT J
850   IF INT(CISLO/2)=CISLO/2 THEN CR=0.302
860   IF INT(CISLO/2) <> CISLO/2 THEN CR=0.418
870 ENDPROC
880 PROC STLAC

```



```

900 INTG=INTG+FIP(J)
910 NEXT J
930 FOR J=0 TO N
940   FIN(J)=FIP(J)/INTG
950   FINP(J)=FIN(J)
960 NEXT J
970 FOR K=1 TO KMI+1
980   MI=MI(K)
990   S=SI/RO/MI*100
1000  FOR J=0 TO N
1010    ALFA(J)=ATN(SIN(ALFAP(J))/COS(ALFAP(J))*S/SO)
1020  NEXT J
1030  FOR J=0 TO N
1040    FI(J)=FINP(J)*COS(ALFA(J))/COS(ALFAP(J))
1050  NEXT J
1060  I=0:REM JE TREBA TOTO ZNORMALIZOVAT
1070  FOR J=0 TO N
1080    I=I+FI(J)
1090  NEXT J
1100  FOR J=0 TO N
1110    FIN(J)=FI(J)/I
1120  NEXT J
1130  REM VYPOCET EPS
1140  FOR J=0 TO N
1150    FIPO(J)=FIN(J)*SIN(ALFA(J))/(COS(ALFA(J))+SIN(ALFA(J)))
1160  NEXT J
1170  EPS=0
1180  FOR J=0 TO N
1190    EPS=EPS+FIPO(J)
1200  NEXT J
1210  EPS=EPS*100
1220  REM *****VYPOCET VODIVOSTI LR(MI)*****
1230  C=CR*SI/RO/LV*2.27*10^(-8)*T^3
1240  ODM=SQR(MI*(100-EPS)/10000)
1250  L=1-ODM/ODM/(1-ODM*(1-LP/LV))+LP/LV*EPS*MI/10000+C/MI
1260  L=L*LV*1000
1270  L(K)=L
1280  EPS(K)=EPS
1290 NEXT K
1300 ENDPROC
1310 PROC RAM
1320  GRAPHICS 8:COLOR 1
1330  REM SUBR-TISK RAMECKU A SITE
1340  PLOT 10,5:DRAWTO 10,155:DRAWTO 310,155:DRAWTO 310,5:DRAWTO 10,5
1350  IF SIT=0 THEN ENDPROC
1360  FOR A=0 TO 10
1370    FOR B=0 TO 10
1380      FOR J=-SIT+1 TO SIT-1
1390        PLOT 30*B+10,15*A+5+J
1400        PLOT 30*B+10+J,15*A+5
1410      NEXT J
1420    NEXT B
1430  NEXT A
1440 ENDPROC
1450 PROC NAPIS

```

```

1460 TEXT 3,7,"L="
1470 TEXT 20,7,MEZLR
1480 TEXT 257,146,"MI="
1490 TEXT 282,146,MEZMI
1500 TEXT 297,146,"%"
1510 TEXT 50,7," TEPEL.VODIVOST:L=L(MI)"
1520 TEXT 30,130,"rozloz.vlaken:FI(ALFA) pri S0="
1530 TEXT 270,130,S0
1540 TEXT 280,130,"MM"
1550 FOR J=0 TO N
1560   TEXT 2+294/N*J,30,FIP(J)
1570 NEXT J
1580 TEXT 2+300/N*2,39,"*"
1590 TEXT 50,45,"ODCHP="
1600 TEXT 100,45,INT(100*ODCHP)/100
1610 TEXT 133,45,"%"
1620 ENDPROC
1630 PROC EXBODY
1640   FOR J=1 TO EX
1650     U=10+MIEX(J)*300/MEZMI
1660     V=155-LEX(J)*150/MEZLR
1670     FOR P=-3 TO 3
1680       PLOT U+P,V+P:PLOT U+P,V-P
1690     NEXT P
1700   NEXT J
1710 ENDPROC
1720 PROC GRAFYX
1730   U=10+300*(X-XMIN)/(XMAX-XMIN):IF U<10 THEN U=10
1740   IF U>310 THEN U=310
1750   V=155-150*(Y-YMIN)/(YMAX-YMIN):IF V<5 THEN V=5
1760   IF V>155 THEN V=155
1770   IF I=1 THEN PLOT U,V
1780   IF I>1 THEN DRAWTO U,V
1790 ENDPROC
1800 PROC STRUKTUR
1810   XMIN=0:XMAX=MEZAL:YMIN=0:YMAX=MEZFI
1820   FOR I=1 TO N+1:X=ALFAP(I-1):Y=FINP(I-1):EXEC GRAFYX:NEXT I
1830 ENDPROC
1840 PROC LMI
1850   XMIN=0:XMAX=MEZMI:YMIN=0:YMAX=MEZLR
1860   FOR I=1 TO KMI+1:X=MI(I):Y=L(I):EXEC GRAFYX:NEXT I
1870 ENDPROC
1880 PROC EPSMI
1890   XMIN=0:XMAX=MEZMI:YMIN=0:YMAX=100
1900   FOR I=1 TO KMI+1:X=MI(I):Y=EPS(I):EXEC GRAFYX:NEXT I
1910 ENDPROC
1920 PROC OMEZ
1930   D=(MEZMI-INT(MI0))/80
1940   EPS=0
1950   MI=MI(1)
1960   FOR J=1 TO 80
1970     EXEC VODIVOST
1980     U=MI/MEZMI*300+10:V=155-L/MEZLR*150:IF V<5 THEN V=5
1990     PLOT U,V:MI=MI+D

```

```

2000 NEXT J
2010 IF EPS=100 THEN ENDPROC
2020 EPS=100:GOTO 1950
2030 ENDPROC
2040 PROC VODIVOST
2050   C=CR*SI/RO/LV*2.27*10^(-8)*T^3
2060   ODM=SQR(MI*(100-EPS)/10000)
2070   L=1-ODM+ODM/(1-ODM*(1-LP/LV))+LP/LV*EPS*MI/10000+C/MI
2080   L=L*LV*1000
2090 ENDPROC
2100 PROC ODCH
2110   ODCH=0
2120   FOR J=1 TO EX
2130     I=0
2140     REPEAT
2150       I=I+1
2160       UNTIL MIEX(J)<=MI(I)
2170       MI=MIEX(J)
2180       EPS=EPS(I-1)+(EPS(I)-EPS(I-1))/(MI(I)-MI(I-1))*(MIEX(J)-MI(I-1))
2190       EXEC VODIVOST
2200       ODCH=ODCH+(L-LEX(J))^2
2210     NEXT J
2215     LMIN=L(15)
2220     ODCH=SQR(ODCH/N)/LMIN*100
2230 ENDPROC
2240 PROC MINIMUM
2250   I=1
2260   REPEAT
2270     I=I+1
2280     UNTIL L(I)>L(I-1)
2290     M=I-1
2300     LMIN=L(M)
2310 ENDPROC
2320 PROC ZMENA
2325   EXEC EPSILON
2330   GRAPHICS 0
2340   POSITION 10,8
2350   ? STRUK;"DATA";
2355   ? "MER. ";CISLO;" ";
2360   FOR J=0 TO N
2370     ? FIP(J);";"
2380   NEXT J
2390   ? VP;" ";INT(EPSILON*100)/100;" ";INT(FIPS*ODCH);" ";INT(ODCH*100)
2400   ? "CONT"
2410   POSITION 2,1
2420   POKE 842,13:STOP
2430   POKE 842,12
2440   ODCHP=ODCH
2450   FIP(Z)=FIP(Z)+VLNA:REM ABY PO ODECTENI JEDNA VLNA ZUSTALA
2460   IF GRAF=0 THEN POKE 559,0
2470   IF GRAF=0 THEN POKE 559,0
2480 ENDPROC
2490 PROC TESTFIPS
2500   FIPS=0
2510   FOR I=0 TO N:FIPS=FIPS+FIP(I):NEXT I
2520   FIPS=FIPS-VLNA
2530   IF FIPS>FIPSU THEN FIPSU=FIPS:ENDPROC

```



```

2770 FOR I=0 TO N:FIP(I)=2*FIP(I):NEXT I
2790 ENDPROC
2800 PROC TESTEXP
2805 IF ODCH<ODCHMIN AND CISLO<10 THEN GOTO 183
2807 IF ODCH<ODCHMIN AND CISLO=10 THEN CISLO=0:GOTO 183
2809 IF FIPS*ODCH<=POKRAC THEN ENDPROC
2810 IF FIPSU*ODCH>POKRAC AND CISLO<10 THEN GOTO 183
2820 IF FIPSU*ODCH>POKRAC AND CISLO=10 THEN CISLO=0:POKRAC=2*POKRAC
2825 GOTO 183
2830 ENDPROC
2850 PROC EPSILON
2855 S=S0
2890 FOR J=0 TO N:ALFA(J)=ALFAP(J):FIN(J)=FINP(J):NEXT J
2895 FOR J=0 TO N
2900 FIPO(J)=FIN(J)*SIN(ALFA(J))/(COS(ALFA(J))+SIN(ALFA(J)))
2905 NEXT J
2910 EPS=0
2915 FOR J=0 TO N
2922 EPS=EPS+FIPO(J)
2925 NEXT J
2930 EPSILON=EPS*100
2940 ENDPROC
3000 PROC POPIS
3001 REM TEXT 6,10,"Lef"
3002 U=35:V=45
3004 TEXT U,V,"Prubeh L ( ) a strukturni fce"
3010 TEXT U,V+10,INT(CISLO/2+1/2)
3020 TEXT U+8,V+10,"vzorek - mereni"
3030 TEXT U+140,V+10,CISLO
3035 TEXT U+158,V+10,":"
3038 B$="bez folie"
3040 IF INT(CISLO/2)=CISLO/2 THEN B$="s folii"
3045 TEXT U+174,V+10,B$
3050 REM TEXT U,V+20,"Lef:0-100 mW m K, :0-6 %"
3060 REM TEXT U,V+30," :0-0.5 , :0-"
3070 U=110:V=130
3075 TEXT U,V,"odchylka="
3080 TEXT U+72,V,INT(ODCHP*10)/10
3090 TEXT U+100,V,"%"
3100 ENDPROC
3130 REM DATA2.3T1 :S VYLOUCENYMI BODY
3140 DATA CISLO,POCET EX. BODU,SI,POCET VPICHU, TEPLOTA,
3150 DATA 1,12,145,58,295,BEZ FOLIE
3160 DATA 1,1.42,47.2,1.85,45.5,1.97,45.0,2.25,44.0,2.57,42.5,2.97,41.9,3
7,3.49,42.2,3.94,42.4,4.74,43.4
3170 DATA 5.4,43.9,5.88,45.8,XX
3180 REM *****
3190 DATA 2,12,145,58,295,SFOLII
3200 DATA 2,1.42,42.5,1.85,42.2,1.97,41.8,2.20,41.5,2.61,40.8,3.23,40.4,3
3,3.86,41.1,4.29,41.5
3210 DATA 4.63,42.7,5.71,43.4,5.82,44.2,
3220 REM *****
3230 DATA 3,12,144,87,295,BEZ FOLIE
3240 DATA 3,1.37,48.5,1.58,47.7,1.82,46.5,2.05,45.8,2.3,45.7,2.69,44.9,2
,3.47,45.0,4.05,45.6
3250 DATA 4.46,46.0,4.96,46.3,5.31,47.3,5.75,47.7,XX
3260 REM *****

```



```

3270 DATA 4,13,144,87,295,S FOLII
3280 DATA 4,1,35,43,8,1,82,43,3,2,03,42,9,2,27,43,0,2,68,42,8,2,95,42,7,
1,3,48,43,6
3290 DATA 4,28,44,0,4,46,44,8,4,93,45,1,5,31,45,6,5,69,45,8
3300 REM *****
3310 DATA 5,12,137,116,295,BEZF
3320 DATA 5,1,46,48,7,1,68,47,3,1,93,46,1,2,17,45,0,2,40,44,8,2,69,44,7,3
8
3330 DATA 3,41,45,1,3,93,45,2,4,73,45,7,5,16,46,1,5,76,46,6
3340 REM *****
3350 DATA 6,10,137,116,295,SFOLII
3360 DATA 6,1,46,43,3,1,66,43,1,1,93,42,6,2,17,42,5,2,39,42,5,3,09,42,7
3370 DATA 3,93, 43,7,4,68,44,4,5,18,44,5,5,66,44,5
3380 REM *****
3390 DATA 7,12,135,145,295,BEZF.
3400 DATA 7,1,44,47,7,1,68,46,9,1,95,45,9,2,16,45,7,2,38,45,3,2,67,45,0,3,
1
3410 DATA 3,86,46,4,4,21,46,5,4,54,46,8,5,07,47,6,5,71,47,8
3420 REM *****
3430 DATA 8,14,136,145,295,S FOLII
3440 DATA 8,1,44,42,9,1,68,42,8,1,94,42,7,2,15,42,6,2,37,42,6,2,67,42,4,2
8,3,01,43,4,3,41,43,5,3,86,44,2
3450 DATA 4,2,45,2,4,54,45,0,5,12,46,7,5,71,46,5
3460 REM *****
3470 DATA 9,10,134,174,295,BEZ FOLIE
3480 DATA 9,1,48,47,5,1,64,46,7,1,93,44,6,2,14,43,9,2,44,43,5,2,64,43,6,2
5,3,08,44,4
3490 DATA 3,86,45,9,4,26,45,8
3500 REM *****
3510 DATA 10,10,134,174,295,S FOLII
3520 DATA 10,1,48,42,6,1,64,42,3,1,94,41,1,2,14,40,9,2,64,41,5,2,95,42,3,
2,3,32,43,1
3530 DATA 3,86,44,7,4,26,45,0
5000 REM VERZE 2
5020 DATA MER.1,1150,170,88,8,8,8,8,18,8,8,18,8,8,8,8,168,328,830,650,58
888,1,02
5060 DATA MER.2,930,160,88,8,8,8,8,8,8,8,8,8,8,8,328,808,990,660,58,63
1,0,93
5100 DATA MER.3,150,20,11,1,1,1,1,1,1,1,1,1,1,1,11,31,91,280,290,87,74,31
,75
5140 DATA MER.4,130,20,11,1,1,1,1,1,1,1,1,1,1,1,11,61,211,370,380,87,79,9
0,99
5180 DATA MER.5,170,20,11,1,1,1,1,1,1,1,1,1,1,1,11,31,241,521,550,550,116,8
0,0,56
5220 DATA MER.6,150,20,11,1,1,1,1,1,1,1,1,1,1,1,11,31,191,391,400,410,116,7
69,0,99
5260 DATA MER.7,160,20,11,1,1,1,1,1,1,1,1,1,1,1,11,41,131,580,590,145,82
9,0,89
5300 DATA MER.8,160,20,11,1,1,1,1,1,1,1,1,1,1,1,11,41,211,670,680,145,83
9,0,99
5340 DATA MER.9,260,40,22,2,2,2,2,2,2,2,2,2,2,2,22,42,142,322,800,890,174,
427,0,94
5380 DATA MER.10,200,20,11,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,11,11,21,51,141,370,670,174,
293,0,87
20000 PROC OSY

```

```
20005 OSYX=6:OSYY=10:OSYZ=1:REM PDC INTERVALU
20010 IF OSYX=0 THEN OSYX=2
20015 IF OSYY=0 THEN OSYY=2
20020 IF OSYZ=0 THEN OSYZ=2
20025 FOR J=1 TO OSYX-1
20030   FOR I=1 TO 2
20035     PLOT 10+300/OSYX#J,155-I
20040   NEXT I
20045 NEXT J
20050 FOR J=1 TO OSYY-1
20055   FOR I=1 TO 2
20060     PLOT 10+I,150/OSYY#J+5
20065   NEXT I
20070 NEXT J
20075 FOR J=1 TO OSYZ-1
20080   FOR I=1 TO 2
20085     PLOT 310-I,150/OSYZ#J+5
20090   NEXT I
20095 NEXT J
20200 TEXT 11,7,"L :0-100"
20210 TEXT 11,17,"mW.m.K"
20220 TEXT 260,145," :0-6x"
20300 ENDPROC
30300 PROC OBRAZ
30303   TRAP 30310
30305   OPEN #1,8,0,"P:" :PUT #1,27: ? #1:"9"
30310   HI=USR(45312)
30315 ENDPROC
```

17.4) PŘÍLOHA 4 - SEZNAM ZNAČEK

ZNÁČKA (fyzik. rozměr)

A...plocha vzorku (m^2)

Cr...radiační součinitel (1)

Cs...radiační součinitel v modelu R4

Cp...radiační součinitel v modelu R5

d...redukováná tloušťka vlákna ($d=\sqrt{\pi} \cdot r$) (m)

D...průměr vlákna (m)

ERTV...efektivní radiální tepelná vodivost ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)

ETV...efektivní tepelná vodivost ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)

Gr...Grashofovo číslo (1)

I...intenzita radiálního tepelného toku ($W \cdot m^{-2}$)

K...počet ostnů na jehle (1)

KNT...katedra netkaných textilií

KZ...koeficient zaplnění

KSETV...kondukční složka ETV ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)

k...součinitel zeslabení (1)

l...charakteristický délkový rozměr (m)

L...měrná tepelná vodivost ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)

Lef...efektivní tepelná vodivost ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)

Lko...efektivní tepelná vodivost vzduchu

zahrnující volnou konvekci ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)

Lp...tepelná vodivost materiálu vláken ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)

Lvak...hypotetická ERTV vakuové štěrbině ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)

Lv...tepelná vodivost vzduchu ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)

- M...počet modelových vrstev (1)
- mW...miliwatt
- HT...netkaná textilie
- Q...relativní odchylka křivky od daných bodů (1)
- $p(Z,k)$ pravděpodobnost, že náhodný kolmý paprsek
protne k vláken (1) vedle 26 b. Co
jinak
- PES...polyethylentereftalát
- POP...polypropylen
- Q...tepelný výkon (W)
- q...tepelný tok (Wm^{-2})
- r...poloměr vláken (m)
- R...poloměr referenčního kruhu (m)
- RKV...rovnoběžno - kolmá vlákna
- s...tloušťka rouna (m)
- $\mathcal{J}$...Stefan-Boltzmannova konstanta ($\mathcal{J} = 5.6 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-2} \text{ K}^{-4}$)
- T...teplota (K)
- T...střední teplota rouna (K)
- TV...tepelná vodivost
- V_p ...hustota vpichů (počet na 1 cm^2)
- Z...maximální možný počet koincidencí (1)

- β ... koeficient tepelné roztažnosti vzduchu ($=1/273 \cdot K^{-1}$)
- ϵ ... emisivita ohraničujících rovin (1)
- ϵ_p ... emisivita materiálu vláken (1)
- ϵ ... ~~strukturní~~ faktor (1)
- ϵ'' ... poměrové zastoupení rovnoběžných vláken (1)
- α ... úhel, který svírá vlákno s rovinou rovna (rad)
- $\phi(\alpha)$... pravděpodobnost výskytu vlákna
svírajícího s rovinou rovna úhel α
- λ ... tepelná vodivost dané vrstvy rovna ($W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$)
- μ ... koeficient zaplnění (1)
- ν ... kinematická viskozita vzduchu ($m^2 \cdot s^{-1}$)
- ρ_p ... hustota materiálu vláken ($kg \cdot m^{-3}$)
- σ ... plošná hmotnost rovna ($kg \cdot m^{-2}$)
- η ... přepážkovitost rovna (1)