

Vlažan vazduh (II)

D.Voronjec i Đ.kozić

4. JEDNOSTAVNIJE PROMENE STANJA VLAŽNOG VAZDUHA I NJIHOVA ANALIZA U i-x DIJAGRAMU

Za većinu promena stanja, koje se proučavaju u tehnici klimatizacije, grejanja i hlađenja, kao i u tehnologiji konvektivnog sušenja, može se smatrati da se vrše pri konstantnom pritisku. Analiza takvih promena stanja moguća je u raznim ravanskim koordinatnim sistemima. Najčešće je u upotrebi i-x dijagram stanja vlažnog vazduha, iako se principijelno mogu koristiti i drugi dijagrami (na primer x-t dijagram ili i-t dijagram) i razni nomogrami.

Dijagram i-x za vlažan vazduh konstruiše se za neki konstantan pritisak (obično $p = 1 \text{ bar} = \text{const.}$) i predstavlja jednu izobarsku površinu. Svaka proizvoljna kriva u i-x dijagramu definiše jednu izobarsku promenu stanja, pošto povezuje tačke (stanja) istog pritiska. Specifična toplota pri konstantnom pritisku vlažnog vazduha, kao karakteristika promene stanja, nema određenu vrednost. Za proizvoljno ucrtanu izobarsku promenu stanja 1—2 (slika 6) može se odrediti srednja vrednost specifične toplote vlažnog vazduha pri konstantnom pritisku

$$c = \frac{q_{12}}{T_2 - T_1} = \frac{h_2 - i_1}{T_2 - T_1}$$

Pošto svakoj izobarskoj promeni odgovara neka druga vrednost specifične toplote, znači da specifična toplota vlažnog vazduha pri konstantnom pritisku može da ima različite vrednosti. Tako za izobarsko-izentalpsku promenu 3—4

(slika 6) vrednost specifične toplote iznosi $c_p = 0$, a za

izobarsko-izotermnsku promenu 5—6 (slika 6) $c_p = \infty$.

Prilikom izobarskog zagrevanja ili hlađenja vlažnog vazduha njegova se apsolutna vlažnost ne menja ($x = \text{const.}$), pa su ovi procesi predstavljeni vertikalama u i-x dijagramu za vlažan vazduh, sa smerom naviše u slučaju zagrevanja (slika 7), odnosno sa smerom naniže u slučaju hlađenja (slika 8).

Ako je masa vlažnog vazduha $m_{sv} (1 + x) = m_{vv}$, odnosno suvog vazduha m_{sv} , za zagrevanje od stanja 1 (p, t_1, i_1) do stanja 2 (p, t_2, i_2) potrebna je količina toplote (u kilodžulima):

$$Q_{12} = m_{sv} (i_2 - i_1),$$

pri čemu se razlika entalpija (u kilodžulima po jednom kilogramu suvog vazduha) može direktno očitati u i-x dijagramu za vlažan vazduh (slika 7).

Pri hlađenju vlažnog vazduha (slika 8) potrebno je odvoditi količinu toplote:

$$Q_{12} = m_{sv} (i_2 - i_1)$$

pri čemu se razlika entalpija može takođe direktno očitati u i-x dijagramu za vlažan vazduh. Ako se hla-

đenje izvršilo do temperature koja je niža od temperature tačke rose (stanje 3 se nalazi u području magle), došlo je do delimične kondenzacije vodene pare iz vlažnog vazduha. Količina kondenzovane faze može se takođe grafički odrediti u i-x dijagramu za vlažan vazduh (slika 8):

$$x_t = x_3 - x_s(t_3), \text{ kg vode/kg s. v.}$$

Izobarsko-izentalpijska promena stanja vlažnog vazduha može se teorijski ostvariti u adijabatskoj sušari (slika 9). Da bi se povišenjem temperature smanjila relativna vlažnost, spoljašnjem vazduhu stanja 0 dovodi se u zagrejaču količina toplote:

$$q_{01} = i_1 - i_0, \text{ kJ/kg s. v., } Q = m_{sv} (i_1 - i_0), \text{ kJ}$$

Vazduh ulazi u sušaru sa stanjem 1, a napušta sušaru sa stanjem 2. S druge strane u sušaru ulazi vlažni materijal mase ($G + W$) temperature t' , a napušta je osušeni materijal mase (G) temperature t'' . Masa vlage koja je napustila vlažni materijal

$$W = m_{sv} (x_2 - x_1), \text{ kg vlage,}$$

povećava vlažnost vazduha:

Toplotni bilans glasi:

$$Q = m_{sv} (i_2 - i_0) + Gc (t'' - t') - Wc_w t'$$

Količina toplote, potrebna za izdvajanje jednog kilograma vlage iz vlažnog materijala, iznosi:

$$q = \frac{Q}{W} = \frac{i_2 - i_0}{x_2 - x_1} + C \frac{G}{W} (t'' - t') - c_w t'$$

odnosno:

$$q = \frac{i_2 - i_0}{x_2 - x_1} + q_0 \approx \frac{i_2 - i_0}{x_2 - x_1} = \frac{i_1 - i_0}{x_2 - x_1}, \text{ kJ/kg vlage,}$$

pošto je $q_0 \approx 0$.

Prilikom adijabatskog mešanja struje m_{sv1} kg s. v./s, vlažnog vazduha stanja 1 i struje m_{sv2} , kg s. v./s, stanja 2, važiće materijalni bilans:

$$m_{sv1} + m_{sv2} = m_{svm}$$

$$m_{sv1} x_1 + m_{sv2} x_2 = m_{svm} x_m$$

i toplotni bilans:

$$m_{sv1} i_1 + m_{sv2} i_2 = m_{svm} i_m$$

Iz materijalnog i toplotnog bilansa može se odrediti toplotno stanje mešavine (M) ove dve struje vlažnog vazduha:

$$x_m = \frac{m_{sv1} x_1 + m_{sv2} x_2}{m_{svm}}, \quad i_m = \frac{m_{sv1} i_1 + m_{sv2} i_2}{m_{svm}},$$

odnosno:

$$\frac{i_1 - i_m}{i_m - i_2} = \frac{x_1 - x_m}{x_m - x_2} = \frac{m_{sv2}}{m_{sv1}}$$

Iz ovog izraza sledi da se stanja 1, 2 i M nalaze u i-x dijagramu (slika 10) na jednoj pravoj i da tačka M deli duž 12 u odnosu protoka suvog vazduha stanja 1 i stanja 2 (pravilo poluge).

U slučaju neadijabatskog mešanja dve struje vlažnog vazduha, na primer sa dovodenjem toplote Q, kW (slika 11), stanje mešavine M' može se jednostavno odrediti prema prikazanoj konstrukciji:

$$i_{M'} - i_M = \frac{Q}{m_{svm}},$$

pri čemu važi pravilo centralne projekcije količine toplote.

Specijalni slučaj proučenog procesa mešanja je dodavanje vodene pare ili vode ($x_2 = \infty$) vlažnom vazduhu poznatog stanja 1. U i-x dijagramu za vlažan vazduh tačka koja definiše stanje 2 nalazi se u beskonačnosti, pa se ne može ucrtati. Materijalni i toplotni bilans u slučaju dodavanja vode glasi:

$$m_{sv}(x_m - x_1) = m_w \quad m_{sv}(i_m - i_1) = m_w L_w,$$

odnosno:

$$\frac{i_m - i_1}{x_m - x_1} = i_w$$

a u slučaju dodavanja pare:

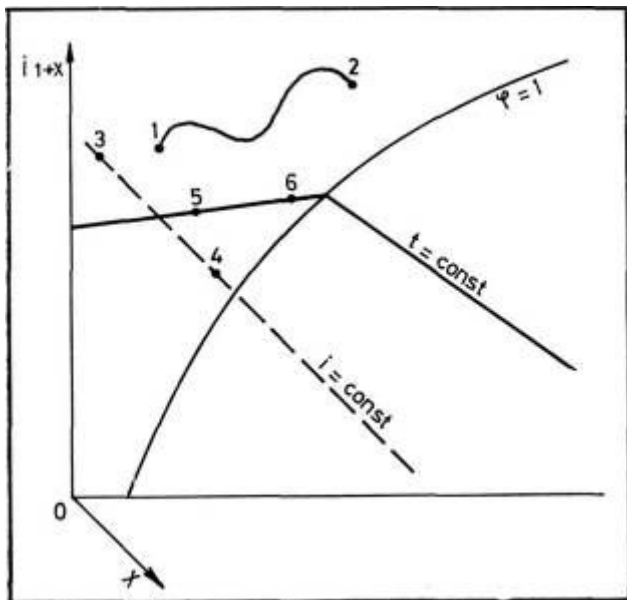
$$m_{sv}(x_m - x_1) = m_p, \quad m_{sv}(i_m - i_1) = m_p i_p,$$

odnosno:

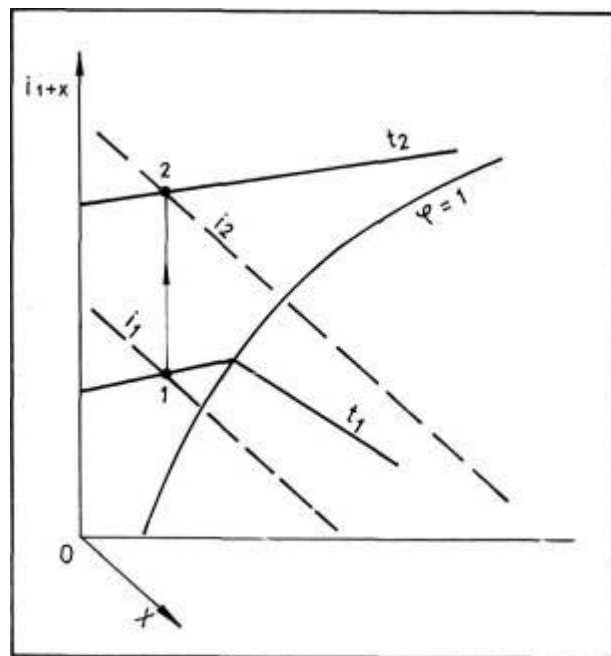
$$\frac{i_m - i_1}{x_m - x_1} = i_p$$

Na ovaj način određen je nagib prave (pravac promene) na kojoj se nalaze početno stanje 1 i kraj-nje stanje mešavine M (ili M₁), pa se može koristiti skala na okviru dijagrama (slika 12), kako je to ranije bilo objašnjeno.

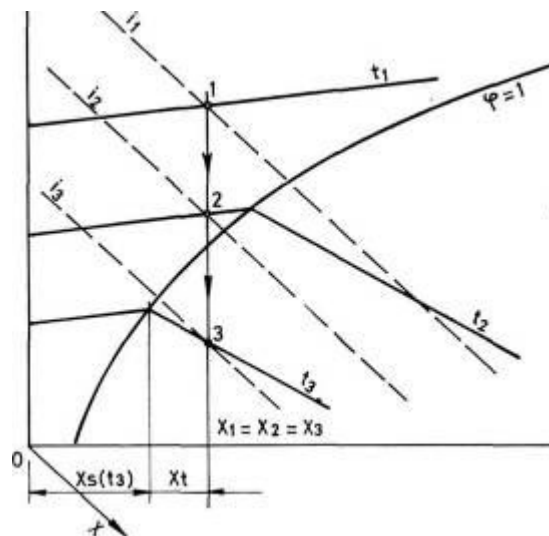
Sl. 6.



Sl. 7.



Sl. 8.



Količina dodate vodene pare bić:

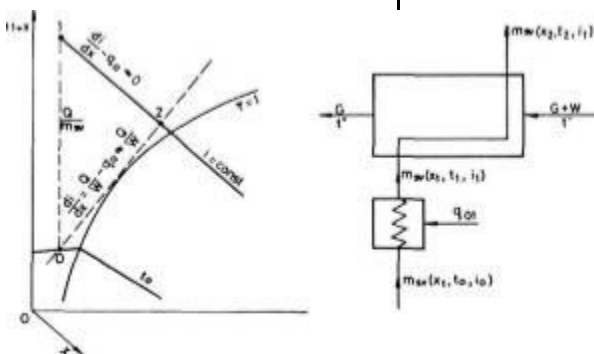
$$\Delta x = m_p / m_{sv} = x_m - x_1$$

ili dodate vode:

$$\Delta x = m_w / m_{sv} = x_{m1} - x_1.$$

Važno je napomenuti da se nezasićeni vlažni vazduh hladi, čak i ubrizgavanjem tople vode, sve dok ne postane zasićen. Prilikom ubrizgavanja vode u nezasićen vlažni vazduh dolazi do isparavanja vode (usled koncentracione neravnoteže), a na isparavanje vode troši se količina toplote, koja se oduzima vazduhu, pa njegova temperatura opada.

Sl. 9.

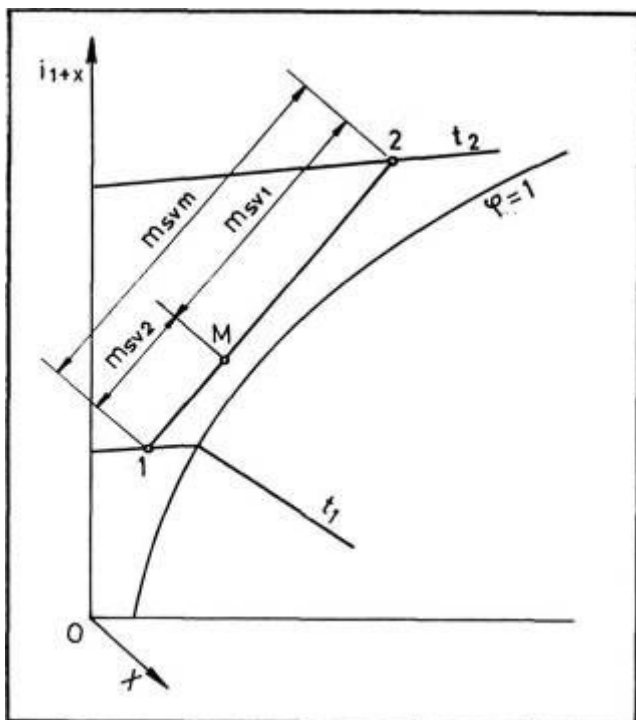


5. OSNOVE TRANSPORTA MATERIJJE U SISTEMU VAZDUH — VODA PRI SLOŽENIJIM PROMENAMA STANJA VLAŽNOG VAZDUHA

Sem napred proučenih jednostavnijih promena stanja vlažnog vazduha, u tehnici klimatizacije, grejanja i hlađenja pojavljuju se i znatno složenije promene stanja, naročito u slučaju kontakta vlažnog vazduha sa vodenom površinom.

U tehničkoj praksi tražene veličine stanja vlažnog vazduha često se postižu složenijim procesima uzajamnog delovanja vode i vazduha. Za proučavanje mogućnosti ostvarivanja takvih procesa u odgovarajućim uređajima, kao i pravilno projektovanje istih, neophodno je poznavanje osnova transporta toplote i materije u sistemu vazduh — voda.

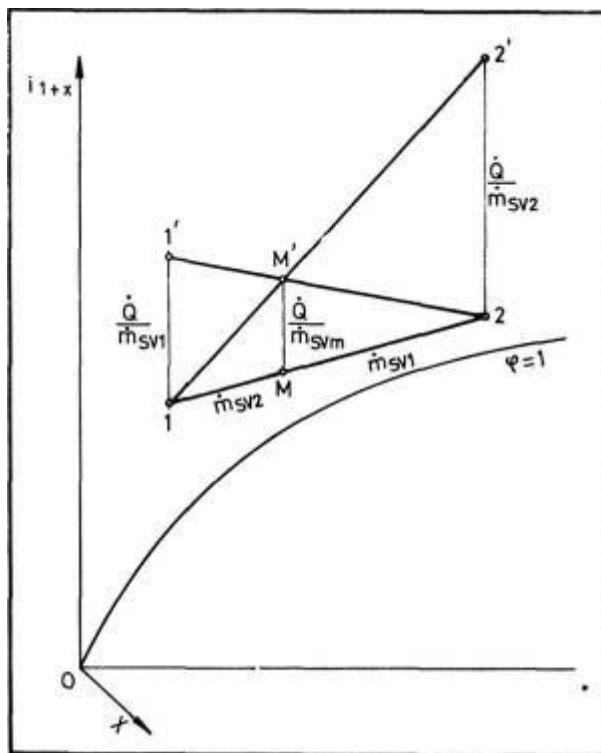
Sl. 10.



Prilikom strujanja vlažnog vazduha preko vodene površine, ili preko potpuno okvašene površine vlažnog materijala, u zavisnosti od uslova termičke i koncentracione neravnoteže, može doći do isparavanja vode sa vodene površine (transport vlage u smeru vodena površina — vazduh), ili do kondenzacije vlage

iz vazduha (rosa) na vodenoj površini (transport vlage u smeru vazduh — vodena površina). Proces isparavanja (prelaz iz tečnog agregatnog stanja u gasovito) bez prisustva druge gasovite faze (vazduha) karakteriše se time, što su pritisci tečne i parne faze uvek isti i jednaki pritisku zasićenja za posmatranu temperaturu. U prisustvu vazduha pritisak vodene pare je njen parcijalni pritisak u vlažnom vazduhu (p_p), dok na vodenu površinu deluje ukupni pritisak vlažnog vazduha (p), koji je uvek znatno veći ($p > p_p$). Usled toga, prilikom isparavanja vode u prisustvu vazduha, u sloju tečne faze ne stvaraju se mehurići pare. Slična razlika može se konstatovati za procese kondenzacije i rošenja.

Sl. 11.



Na slici 13. šematski su prikazana stanja u blizini vodene površine (granične površine, površine kontakta), kao i temperaturno polje i polje koncentracija za jedan određen slučaj strujanja vlažnog vazduha preko vodene površine. Kakva god bila stanja vlažnog vazduha (t_v, x_v) i vode (t_w, i_w) na većoj udaljenosti od površine kontakta (neporemećenoj struji), na samoj graničnoj površini, u stacionarnom stanju, moraju susedne čestice vazduha i vode biti u ravnoteži. Ta stanja na graničnoj površini označice se indeksom g. Temperatura vode (t_{wg}) i vlažnog vazduha (t_{vg}) na graničnoj površini ne mogu se razlikovati, jer bi došlo do intenzivne razmene toplote, sve dok se stanje termičke ravnoteže ne bi uspostavilo. Takođe ne može biti razlike između parcijalnog pritiska zasićenja $p_s = p_s(t_{wg})$ kojim vodena površina pri temperaturi t_{wg} „proizvodi“ paru i parcijalnog pritiska vodene pare p_{pg} u česticama vlažnog vazduha neposredno uz površinu kontakta, jer su u pitanju isti molekuli vodene pare. Zato za površinu kontakta mora da važi:

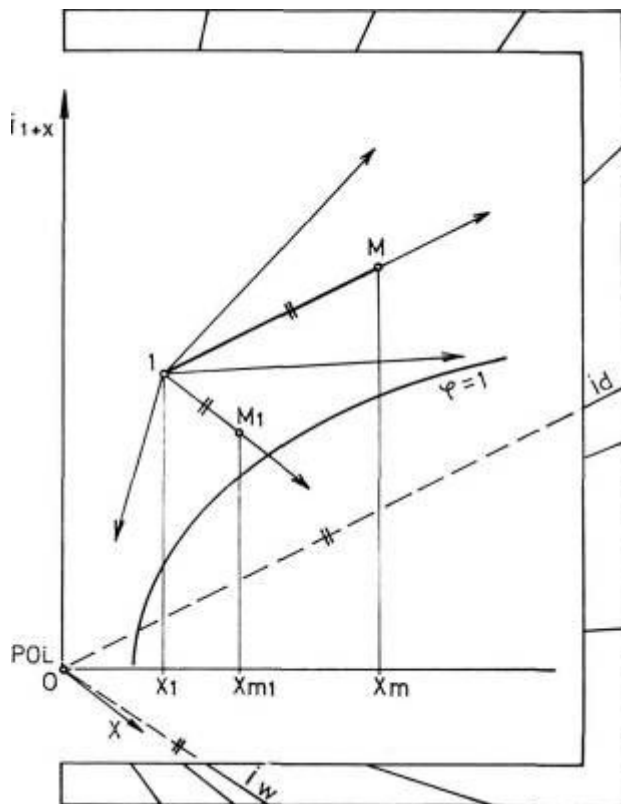
$$t_{wg} = t_{vg} = t_g \quad p_{pg} = p_s(t_g).$$

Čestice vlažnog vazduha na površini kontakta su, prema tome, uvek zasićene (pri temperaturi t_g):

$$x_{vg} = x_s(t_g),$$

bez obzira na stanje vlažnog vazduha daleko od granične površine. Promena temperature vlažnog vazduha od t_v do t_{vR} i apsolutne vlažnosti od x_v do x_{vR} (oblik odgovarajućih krivih na slici 13) zavisi uglavnom od uslova strujanja (turbulencije) tečne i gasovite faze. Takođe je potrebno napomenuti da razlika temperatura vode daleko od granične površine (t_w) i na površini kontakta (t_{wR}) često može biti neznatna, naročito ako se radi o većim protocima pri turbulentnom strujanju.

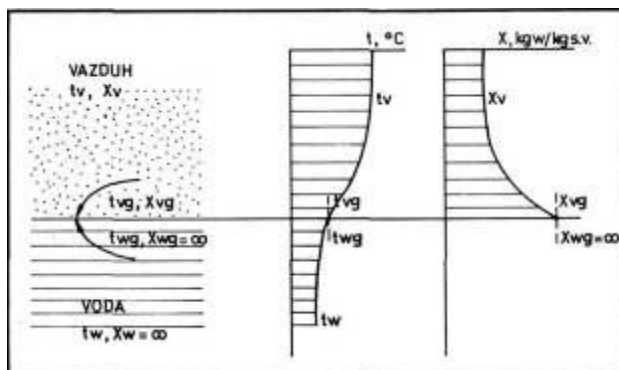
Sl. 12.



Analizirajući se prvo mehanizam procesa razmene materije samo sa strane vazduha, pri čemu je stanje vazduha dalako od površine kontakta označano sa 1 (t_{x_v}) na slici 14. Neposredno uz površinu kontakta, u stationarnom procesu, ustališe se stanje 2 (t_{g_s} , x_{vrg}) zasićenog vlažnog vazduha. Čestice vazduha, koje turbulencijom nailaze na graničnu površinu, moraju je napustiti, da bi dale mesta novim česticama. Čestice vazduha, koje napuštaju površinu kontakta, obogaćene su vodenom parom i mešaju se sa česticama koje nailaze. Čestice vazduha, koje prodru do vodene površine, zasite se (stanje 2) i u povratku se mešaju sa nailaznim česticama, tako da dalje od površine kontakta vlažan vazduh, koji je nastao pomenutim mešanjem, ima stanje 3, pri čemu je očigledno da se u stationarnom procesu stanje 3 mora nalaziti na liniji mešanja 12.

Ovde je pretpostavljeno adijabatsko mešanje čestica vazduha, odnosno mešanje elementarnih čestica stanja 1 i 2 bez dovodenja toplote. Ova pretpostavka odgovara fizikalnoj suštini procesa ukoliko se toplotna provodljivost vazduha može zanemariti u poređenju sa intenzivnom razmenom toplote konvekcijom. Za intenzivni konvektivni prenos toplote i materije mehanizam transporta je sličan, dok su toplotna provodljivost mešavine i međusobna brzina difuzije vazduha i vodene pare, kod laminarnog strujanja, dve različite fizikalne pojave. Kod laminarnog strujanja vazduha preko vodene površne, usled formiranja la-

Sl. 13.



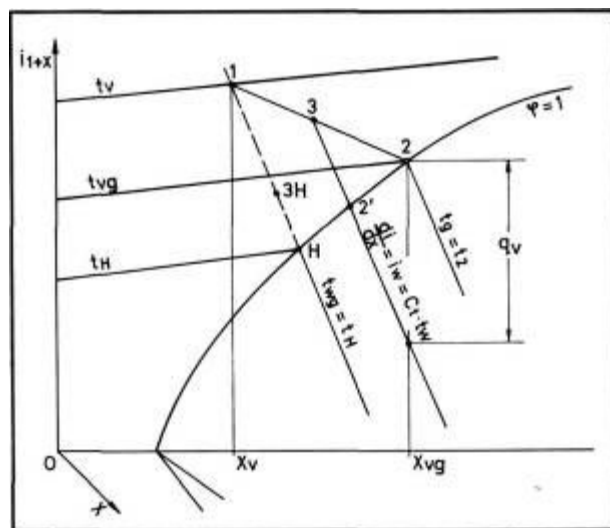
minarnog graničnog sloja, navedene činjenice dolaze do izražaja, pa može doći i do znatnijih odstupanja od izloženog modela procesa transporta materij i toplote.

Analizirajući mehanizam procesa razmene materije i toplote sa strane vode, može se doći do zaključka da čestice vazduha stanja 3 (slika 14) odlaze ili u vazdušni prostor ili ka površini vode, gde se u ovom drugom slučaju zasićuju usled isparavanja kapljica vode. Ovim česticama vazduha dodaje se količina vode koja je potrebna da se dostigne stanje zasićenja. Prema pravilu mešanja, promena stanja ovih čestica vazduha mora ići od stanja 3 u smeru:

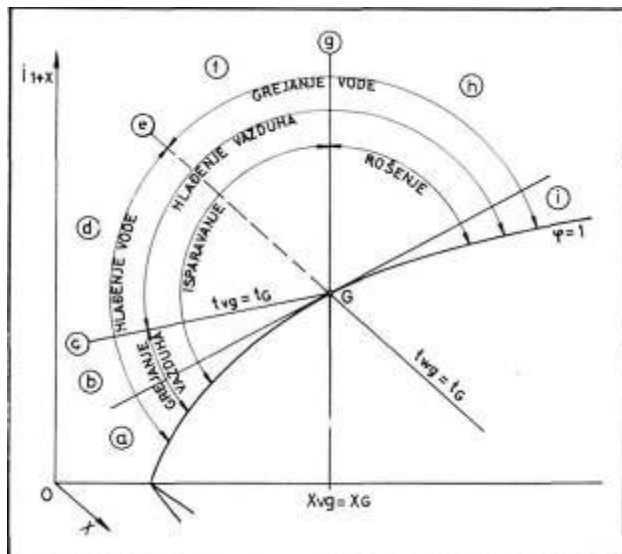
$$\frac{di}{dx} = i_w = c_t t_w,$$

dok se ne dobije zasićeni vlažni vazduh stanja 2'. Ovdje je t_w označena temperatura vode koja se dovodi na površinu kontakta. Stanje 2' razlikuje se od prethodnog stanja 2, pa će postojati težnja da se stanje na površini kontakta promeni od 2 na 2', odnosno da se temperatura vodene površine promeni od t_2 na t_2' . Već je ranije objašnjeno da do hlađenja vodene površine dolazi usled topline isparavanja kopljica vode. Ukoliko se želi zadržati stanje 2 mora se vodenoj površini dovoditi neka količina topline. Za $(1 + x)$ kilograma vlažnog vazduha, koji se u graničnom sloju zasitio od stanja 3 do stanja 2, potrebno je, prema slici 14, dovesti količinu topline q_w , $\text{kJ}/(1+x) \text{ kg vv}$. Ako se ova količina topline sračuna u odnosu na jedan kilogram isparene vode, biće:

Sl. 14.



Sl. 15.



$$q_v = \frac{i_2 - i_3}{x_2 - x_3} - i_w = \frac{i_2 - i_3}{x_2 - x_3} - i_w, \text{ kJ/kg vode.}$$

Znači, osim količine toplote koju je predao vazduh (temperaturska razlika $t_1 - t_2$), vodenoj površini potrebno je dovoditi i ovu količinu toplote (q_w), pa se ovo grejanje može izvršiti samo sa strane vode, ukoliko se ne uzimaju u obzir mogućnosti drugih izvora toplote (na primer grejanje vodene površine zračenjem). Vodenu površinu, sa koje se vrši isparavanje, potrebno je grejati toplijom dubinskom vodom, pa temperatura vode ispod vodene površine mora biti veća, $t_w > t_2$. Ukoliko se količina dubinske vode ne menja, niti se greje spolja, ona će se postepeno hladiti. Njena temperatura t_w , a i temperatura vodene površine t_2 , sve više opadaju, dok ne iščezne q_w , odnosno dok ne prestane potreba za grejanjem vodene površine. Ovo se događa onda, kada se smer pravca mešanja 12 i izoterme zamagljenog područja t , poklope, odnosno kada se stanje 2 pomeri ulevo (po liniji zasićenja) do stanja H. U tom slučaju je $t_g = t_H$, a to je ona izoterma zamagljenog područja čiji produžetak u nezasićenom području prolazi kroz stanje 1 vlažnog vazduha daleko od površine kontakta. Sada se sistem voda — vazduh nalazi u stanju termodinamičke ravnoteže i ne menja se više temperatura površine, $q_{vH} = 0$, a sva dubinska voda ima temperaturu $t_w = t_2 = t_H$.

Vodena površina, preko koje struji nezasićeni vlažni vazduh, teži uvek temperaturi granice hlađenja t_H . Granica hlađenja t_H određuje se tako što se u $i - x$ dijagramu za vlažan vazduh ucrtava ona izoterma zamagljenog područja, čiji produžetak u nezasićenom području prolazi kroz stanje 1 vazdušne struje. Kada nema drugih izvora toplote za grejanje vodene površine ova će se granica hlađenja pre ili kasnije dostići. Vreme za koje se dostiže granica hlađenja zavisi od količine dubinske vode i uslova strujanja vazduha i vode. Temperatura vodene površine $t_g = t_2$ uvek je između temperature dubinske vode t_w i temperature granice hlađenja t_H . Temperatura vodene površine $t_g = t_2$ može biti niža ili viša od temperature dubinske vode t_w , u zavisnosti od toga da li je $t_w > t_H$ ili $t_w < t_H$.

U $i - x$ dijagramu za vlažan vazduh mogu se pregledno prikazati moguće promene stanja vazduha i vode prilikom strujanja nezasićenog vlažnog vazduha preko vodene površine, ako je temperatura površine kontakta $t_{vg} = t_{wg} = t_g$. Promena stanja vazduha zavisi od relativnog položaja tačke koja definiše stanje vazduha u neporemećenoj struji i tačke G koja definiše stanje vlažnog vazduha u graničnom sloju na površini kontakta (slika 15).

Za svako stanje struje vlažnog vazduha može se iz $i - x$ dijagrama odrediti da li će doći do isparavanja ili kondenzacije, da li će se vazduh hladiti ili zagrevati, kao i da li će se voda hladiti ili zagrevati.

Ako se stanje vlažnog vazduha nalazi levo od ordinate x_g , doći će do isparavanja vode sa vodene površine pri temperaturi t_g , a ako se stanje vlažnog vazduha nalazi desno od ordinate x_g dolazi do kondenzacije vodene pare iz vlažnog vazduha na vodenoj površini.

Vazduh temperature $t_v < t_g$ (stanje ispod izoterme t_g nezasićenog područja) zagrevaće se, a vazduh temperature $t_v > t_g$ (stanje iznad izoterme t_g nezasićenog područja) hladice se prilikom strujanja preko vodene površine temperature t_g .

Sva stanja vazduha koja se nalaze desno od produžetka izoterme t_g zamagljenog područja izazivaju grejanje vode, a sva stanja vazduha levo od te linije izazivaju hlađenje vode.

Sva stanja vazduha koja se nalaze u područjima između linije zasićenja i tangente u tački G (područja a i i) izazivaju stvaranje tanjeg ili debljeg sloja magle iznad vodene površine.

Svi ovi mogući slučajevi prikazani su još i na slici 16 (sa šematskim prikazom temperaturnog i koncentracionog polja), pri čemu oznake od a) do i) odgovaraju područjima od a) do i) na slici 15. Tako, na primer, za područje d) može se konstatovati činjenica da je temperatura površine kontakta niža i od temperature vazduha t , i od temperature vode t_w .

Sada se može odrediti količina vode, koju jedinica vodene površine (potpuno okvašene površine vlažnog materijala) u jedinici vremena odaje isparavanjem, ili prima kondenzacijom (rošenjem). Na osnovu eksperimentalno potvrđenog Daltonovog zakona pomenuta količina vode iznosi:

$$\frac{dw}{dt} = b(p_{pg} - p_p) = \beta(\psi_g - \psi), \text{ kg/m}^2\text{s},$$

gdje su:

W , kg/m^2 — isparena količina vode po jedinici vodene površine,

τ , s — vreme trajanja procesa isparavanja,

p_{pg} , N/m^2 — parcijalni pritisak vodene pare u vlažnom vazduhu na površini kontakta,

p_p , N/m^2 — parcijalni pritisak vodene pare u neporemećenoj struji vlažnog vazduha,

b , s/m — koeficijent razmene materije,

$\beta = bp$, $\text{kg/m}^2\text{s}$ — koeficijent razmene materije,

p , N/m^2 — ukupni pritisak vlažnog vazduha,

$\Psi_g = p_{pg}/p$, kmol/kmol — molski udeo vodene pare u vlažnom vazduhu na površini kontakta,

$\psi = p_p/p$, kmol/kmol — molski udeo vodene pare u neporemećenoj struji vlažnog vazduha.

Očigledno je, da do isparavanja sa vodene površine dolazi kada je $p_{pg} > p_p$ ($\Psi_g > \psi$), a vodena para iz vlažnog vazduha kondenzuje se na površini kontakta ako je $p_{pg} < p_p$ ($\Psi_g < \psi$).

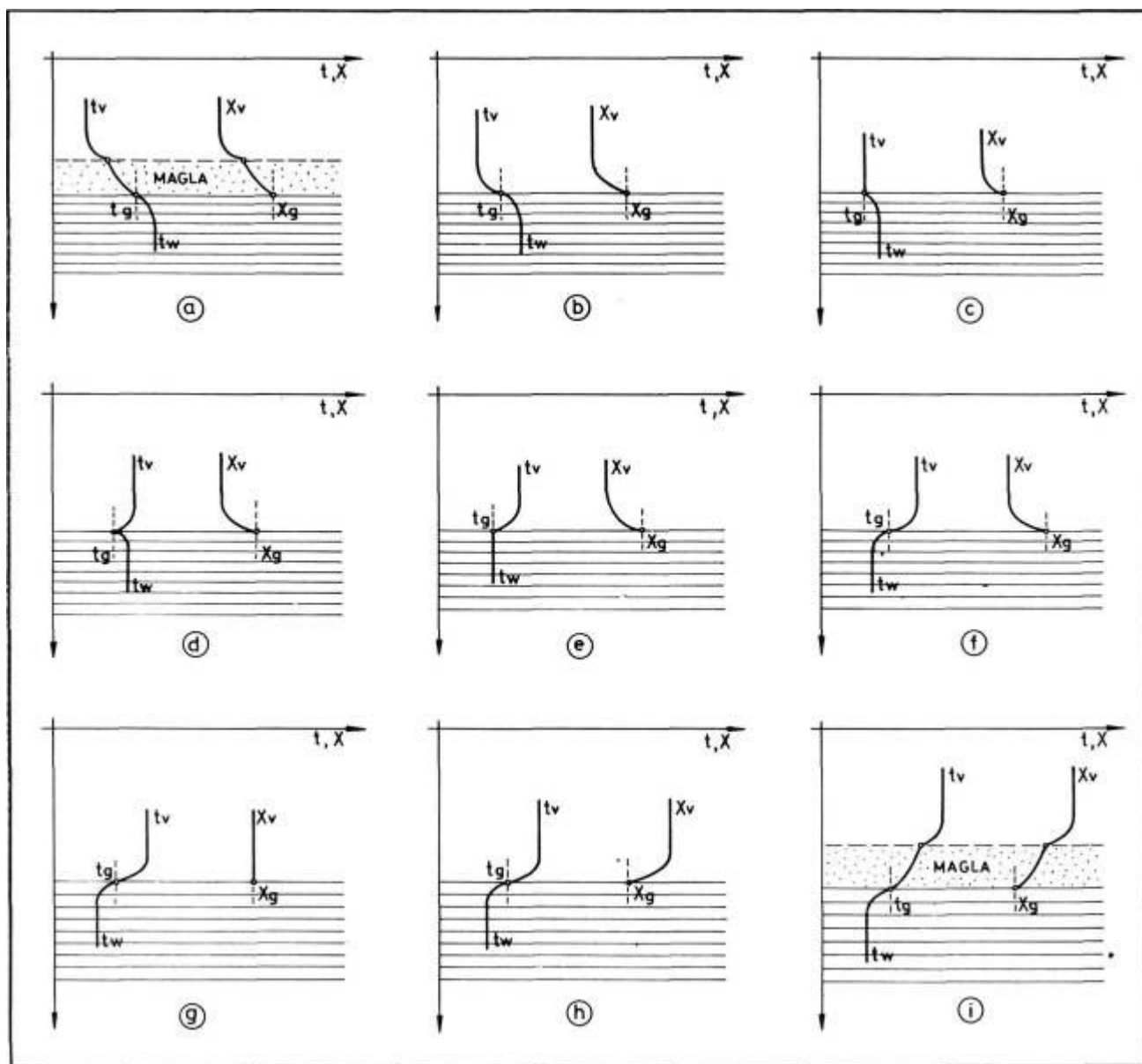
Luis (Lewis) je pokazao da se ovaj Daltonov zakon može formalno izraziti preko apsolutnih vlažnosti x_g i x vlažnog vazduha, jer je apsolutna vlažnost srazmerna parcijalnom pritisku vodene pare:

$$\frac{dw}{dt} = \sigma(x_g - x),$$

gdje je σ , $\text{kg s. v./m}^2\text{s}$, takođe neki koeficijent prelaza materije, koji se često naziva »koeficijent isparavanja«. Naravno do isparavanja sa vodene površine dolazi samo u slučaju $x_g > x$.

Definisanje količine isparene vode preko »koeficijenta isparavanja« (σ) ima i određeni praktični značaj, jer se njegova brojna vrednost može u nekim slučajevima jednostavno odrediti. Korišćenjem analogije prenosa toplote i materije u slučaju konvektivnog (molarnog) transporta, može se za određene po-

Sl. 16. Mogući rasporedi temperature i apsolutne vlažnosti za slučajeve od a) do i) prema sl. 15.



vršine pri nekim uslovima strujanja uspostaviti veza između koeficijenta prelaza toplote (α) i »koeficijenta isparavanja« (σ), a koeficijenti prelaza toplote za mnoge tehnički važne slučajeve već su eksperimentalno određeni.

Pomenuta veza može se najjednostavnije dobiti korišćenjem toplotnog bilansa. Količina toplote koju vazduh (konvekcijom) predaje vodenoj površini, iznosi:

$$q = \alpha(t_v - t_g), \text{ W/m}^2,$$

gde je α , $\text{W/m}^2\text{K}$ — koeficijent prelaza toplote.

U slučaju intenzivnog (turbulentnog) strujanja, toplota i materija prenose se istim mehanizmom, odnosno količina toplote koja se dovede konvekcijom troši se na isparavanje vode na graničnoj površini. Koeficijent σ predstavlja masu čestica suvog vazduha (u kilogramima), koja u jedinici vremena nailazi na jedan kvadratni metar vodene površine, prima masu ($x_g - x$) isparene vadane pare i vraća se nazad u osnovnu vazдушnu struju. Ova masa vazduha ohladi se u graničnom sloju do temperature t_g , a prilikom

vraćanja zagreva se do temperature t_v , trošeći pri tome količinu toplote:

$$q = \sigma c_{pg}(t_v - t_g), \text{ W/m}^2,$$

gde je c_{pg} , J/kgK — specifična toplota vlažnog vazduha za stanje na graničnoj površini.

Pošto se pretpostavlja da se u sistemu vazduh — voda vrši adijabatski proces, očigledno je da se radi o istoj količini toplote. Izjednačavanjem desnih strana izraza za količine toplote, dobija se:

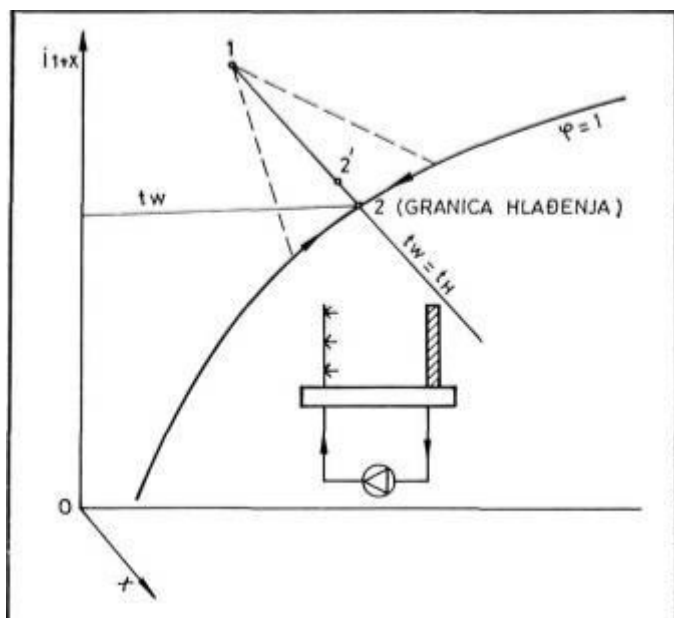
$$\alpha(t_v - t_g) = \sigma c_{pg}(t_v - t_g).$$

Oдавде sledi tražena veza između σ i α :

$$\sigma = \frac{\alpha}{c_{pg}} \quad \text{ili} \quad \frac{\sigma}{\alpha} = J,$$

koja je poznata kao Lewisov zakon, i očigledno važi samo za analogne mehanizme razmene toplote i materije.

SI. 17.



Kod laminarnog strujanja dolazi do formiranja temperaturskog i koncentracionog graničnog sloja. Mehanizmi razmene toplote i materije u graničnim slojevima su različiti. Ukoliko su debljine temperaturskog i koncentracionog graničnog sloja približno jednake, može se (prema difuzionoj Teoriji Maxwella) smatrati:

$$\frac{\sigma C_{pg}}{\alpha} \approx \frac{D}{a}$$

gdje su:

D , m^2/s — koeficijent difuzije vodene pare u vazduhu,
 a , m^2/s — koeficijent temperaturske provodljivosti
 vlažnog vazduha.

6. OSTVARIVANJE SLOŽENIJIH PROMENA STANJA PRI KONDICIONIRANJU VLAŽNOG VAZDUHA

Ovlaživanje vlažnog vazduha ubrizgavanjem vode (raspršenih sitnih kapljica kroz mlaznice), za slučaj kada vlažni vazduh primi svu količinu isparene ubrizgane vode, proučeno je ranije (slika 12), a proces ide od početnog stanja 1 vlažnog vazduha po liniji čiji je nagib jednak entalpiju ubrizgane vode $di/dx = i_w$. U praktičnim uslovima proces ubrizgavanja vode u vlažan vazduh mnogo je teže definisati, pošto se uvek radi sa većim ili manjim viškom vode, pa krajnji efekti mogu biti sasvim različiti.

Ukoliko se višak vode, koju vlažni vazduh nije primio, ali je ohladio ili zagrejao, ponovo dovodi vazduhu preko mlaznica (slika 17) bez usputnog hlađenja ili zagrevanja (»adijabatsko vlaženje«), uspostaviće se posle izvesnog vremena ravnotežno stanje — granica hlađenja. Nezasićeni vlažni vazduh određenog stanja 1 može ohladiti odnosno zagrejati vodu samo do odgovarajuće granice hlađenja — stanje 2, kao što je to ranije proučeno.

Stanje izlaznog vazduha 2' (slika 17) nalaziće se na liniji 12 i položaj tačke 2' u i - x dijagramu definiše se obično faktorom vlaženja:

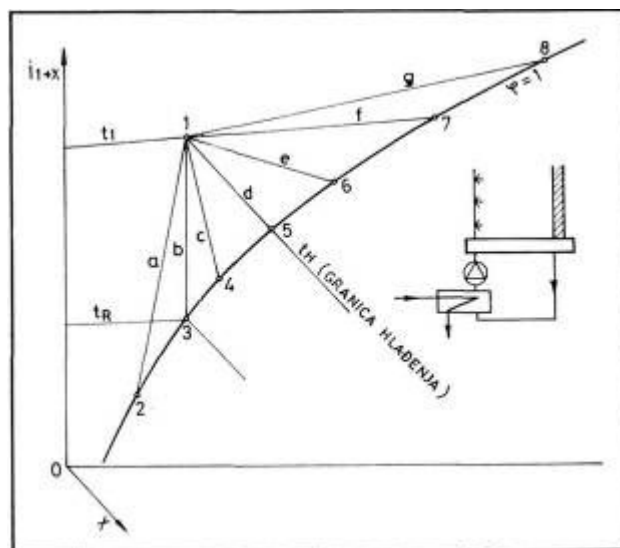
$$\mu = \frac{\phi_2' - \phi_1}{100 - \phi_1}, \quad \mu = f(\epsilon) = f(m_w/m_{sv}),$$

koji uglavnom zavisi od veličine ϵ , tj. odnosa protoka vode i protoka vazduha $\epsilon = m_w/m_{sv}$. Za velike vrednosti veličine ϵ ($\epsilon \rightarrow \infty$) izlazni vazduh je zasićen, pa se stanje izlaznog vazduha 2' poklapa sa stanjem 2. Odnosno faktor vlaženja jednak je jedinici.

Hlađenjem ili zagrevanjem viška vode u izmenjivaču toplote (slika 18) može se postići željena konstantna temperatura vode na ulazu u ovlaživač.

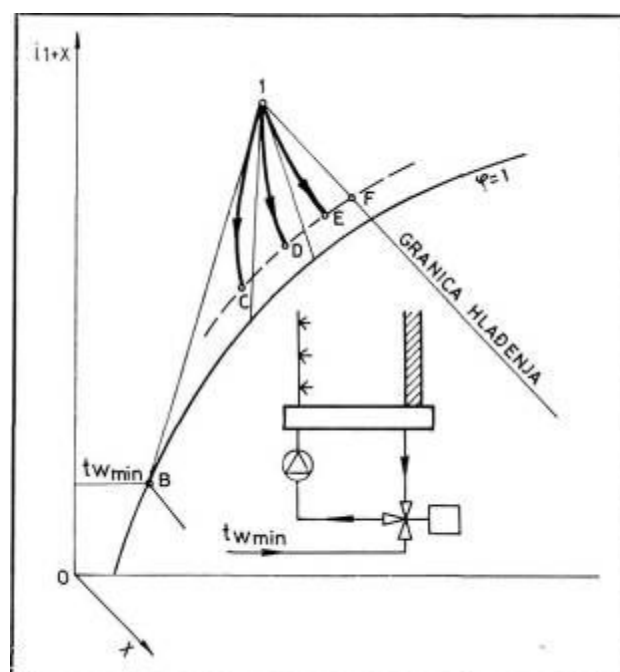
Pri uzajamnom dejstvu vazduha sa vodom konstantne temperature i za vrednost faktora vlaženja $\mu = 1$, mogući su sledeći slučajevi (slika 18):

Sl. 18.



a) Promena 12 odnosi se na slučaj $t_w < t_R$ (temperatura vode je niža od temperature tačke rose za stanje 1 ulaznog vazduha); toplota se predaje od vazduha vodi, dolazi do smanjenja temperature vazduha, što je praćeno kondenzacijom vlage iz vazduha. Pri ovom procesu vrši se hlađenje i sušenje vazduha.

Sl. 19.

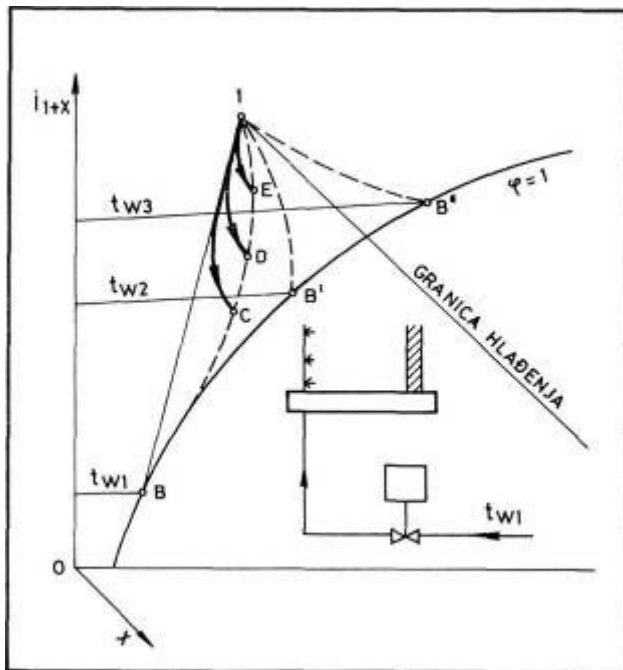


b) Promena 13 odnosi se na slučaj $t_w = t_R$; pri ovom procesu vrši se hlađenje vazduha, bez kondenzacije i isparavanja (pri $x = \text{const.}$).

c) Promena 14 odnosi se na slučaj $t_R < t_w < t_H$; toplota koja se predaje vodi delimično se troši na isparavanje. Pri ovom procesu vazduh se hladi i vlaži.

d) Promena 15 odnosi se na slučaj $t_w = t_H$; pri ovom procesu (koji je već ranije proučen) vazduh se hladi i vlaži, dok entalpija vlažnog vazduha ostaje nepromenjena.

Sl. 20.



e) Promena 16 odnosi se na slučaj $t_H < t_w < t_1$; pri ovom procesu vazduh se hladi i vlaži, a entalpija vlažnog vazduha raste.

f) Promena 17 odnosi se na slučaj $t_w = t_1$; pri ovom procesu ne menjaju se temperature ni vazduha ni vode, a vazduh se vlaži. Ovakav proces je moguć samo u slučaju kada se toplota potrebna za isparavanje vode dovodi od nekog izvora toplote.

g) Promena 18 odnosi se na slučaj $t_w > t_1$; pri ovom procesu toplota prelazi sa vode na vazduh, pa se vazduh zagreva i vlaži.

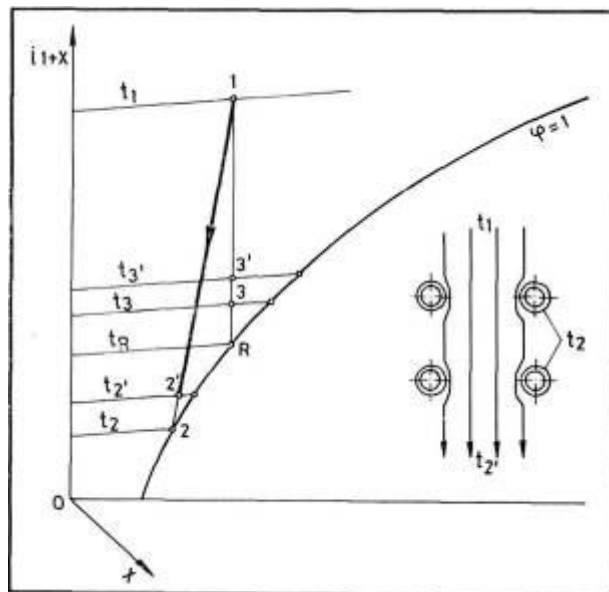
Potrebno je uočiti da su promene stanja vlažnog vazduha samo u idealiziranom slučaju predstavljene pravim linijama (kao na slici 18), smatrajući da ubrizgana voda prolaskom kroz komoru mešanja ne menja temperaturu. Kod stvarnih procesa promene stanja predstavljene su krivim linijama (vidi sl. 19 i 20), pošto se temperatura vode menja. Oblik ovih krivih linija zavisi uglavnom od vrednosti veličine ϵ , pri čemu kod manjih vrednosti veličine ϵ odlučujući uticaj ima odnos temperatura vazduha i vode.

Svi analizirani procesi mogu se jednostavno ostvariti delovanjem vode određene temperature u komori za vlaženje. Može se uočiti da se u komori za vlaženje ne mogu ostvariti sledeća tri procesa:

- 1) sušenje sa istovremenim zagrevanjem vazduha,
- 2) zagrevanje vazduha pri konstantnoj apsolutnoj vlažnosti,
- 3) izotermno sušenje vazduha.

Navedeni procesi ostvaruju se bez kontakta vlažnog vazduha sa vodom (prođuvavanje vazduha kroz kalorifer sa higroskopskim materijama, primena kalorifera, primena rastvora soli itd.).

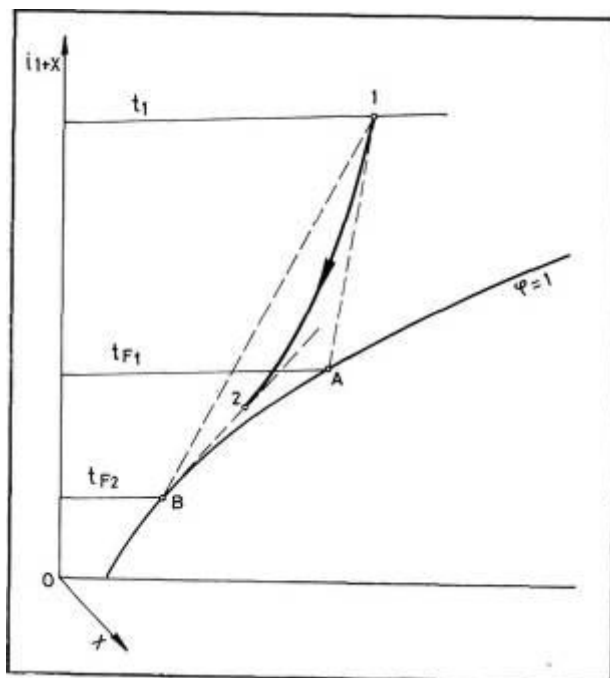
Sl. 21.



Temperatura ulazne vode može se menjati i mešanjem viška vode sa hladnijom vodom temperature $t_{w\min}$, pri čemu se protok vode reguliše ventilom (slika 19). U zavisnosti od protoka hladnije vode mogu se ostvariti stanja C, D, E vlažnog vazduha, dok se stanje F ostvaruje pri zatvorenom ventilu sa strane hladne vode (granica hlađenja — adijabatsko vlaženje). Rastojanje tačaka C, D, E i F od linije zasićenja zavisi od vrednosti faktora vlaženja μ , odnosno od vrednosti veličine ϵ .

Za konstantnu temperaturu ulazne vode t_{w1} (slika 20) u zavisnosti od odnosa protoka vode i vazduha ($\epsilon = m_w/m_{sv}$) mogu se ostvariti sva stanja izlaznog vazduha koja se nalaze na krivoj (crtkanoj) BCDEL. Krive linije 1E, 1D itd. (pune; predstavljaju promene stanja vlažnog vazduha za razne vrednosti ϵ . Za $\epsilon \rightarrow \infty$ promena stanja vlažnog vazduha definisana je pravom linijom 1B kao što je to ranije proučeno. Za ne-

Sl. 22.



ke druge vrednosti temperature ulazne vode t_{w2} , t_{w3} , itd. sva stanja izlaznog vlažnog vazduha (u zavisnosti od ε) nalaziće se na odgovarajućim krivama B'1, B''1 itd.

Analizirajući proces hlađenja vlažnog vazduha pri likom njegovog strujanja kroz protočni hladnjak (slika 21) potrebno je razlikovati dva slučaja.

a) Ako je temperatura površine hladnjaka (na primer spoljašnje površine cevi, $t_F = \text{const.}$) viša od temperature tačke rose za ulazni vazduh, $t_F = t_3 > t_R$, prikazani proces hlađenja vlažnog vazduha u $i - x$ dijagramu ne razlikuje se principijelno od ranije proučenog (slika 8). Površina hladnjaka ostaje suva i promena stanja vlažnog vazduha ide po liniji $x = \text{const.}$, od stanja 1 do stanja 3'. Izjednačivanje temperature izlaznog vazduha (t_3) i temperature površine hladnjaka (t_3') ne može se u praksi nikada postići. Odstupanje tačke 3' od tačke 3 zavisí od konstrukcije hladnjaka, protoka vazduha, načina mešanja osnovne struje i ohlađenog vlažnog vazduha itd.

b) Ako je temperatura površine hladnjaka konstantna, ali niža od temperature tačke rose za ulazni vazduh, $t_F = t_2 < t_R$ (slika 21), na spoljašnjoj površini hladnjaka dolazi do kondenzacije vodene pare iz vlažnog vazduha (izdvajanje vlage), pa je površina hladnjaka okvašena. Na ovaj način smanjuje se apsolutna vlažnost izlaznog vazduha. Vlažan vazduh koji je u kontaktu sa okvašenom površinom hladnjaka, zasićen je (stanje 2) i meša se sa osnovnom strujom (stanje 1). Prema pravilu mešanja, stanje izlaznog vlažnog vazduha (2') nalaziće se na liniji mešanja 12. Za tačno definisanje stanja izlaznog vlažnog vazduha potrebno je poznavati protoke zasićenog vlažnog vazduha i osnovne struje. Konstrukcija hladnjaka, uslovi strujanja, veličina rashladne površine, protok vazduha itd. utiču na položaj tačke 2' u odnosu na

stanje 2, što se obično definiše takozvanim faktorom bypassa:

$$B_t = \frac{t_2' - t_2}{t_1 - t_2} \quad \text{ili} \quad B_x = \frac{x_2' - x_2}{X_1 - X_2}$$

Ako temperatura površine protočnog hladnjaka nije konstantna, što odgovara stvarnim uslovima procesa, promena stanja vlažnog vazduha biće predstavljena krivom linijom. Temperatura površine hladnjaka obično opada u smeru strujanja vazduha. Oblik krive 12 (slika 22) sličan je krivoj promene stanja vlažnog vazduha pri ubrizgavanju vode.

Tangenta na krivu 12 u tački 1 (stanje ulaznog vazduha) prolazi kroz tačku A, koja na liniji zasićenja odgovara najvišoj temperaturi t_{F1} površine hladnjaka, a tangenta na krivu 12 u tački 2 (stanje izlaznog vazduha) prolazi kroz tačku B, koja na liniji zasićenja odgovara najnižoj temperaturi t_{F2} površine hladnjaka. Sva stanja na površini hladnjaka nalaze se na liniji zasićenja, između tačaka A i B, i definišu sve tangente krive promene stanja vlažnog vazduha 12. U graničnim slučajevima konstantne temperature površine hladnjaka $t_{F2} = \text{const.}$, odnosno $t_{F1} = \text{const.}$, promene stanja vlažnog vazduha svode se na ranije proučene prave linije 1B, odnosno 1A.

Bliže definisanje oblika krive 12 (promene stanja vlažnog vazduha) zahteva poznavanje uslova prelaza toplote sa vazduha na spoljašnju površinu hladnjaka, uslova provođenja toplote, kao i uslova prelaza toplote sa unutrašnje površine hladnjaka na rashladni fluid. Iz tog razloga dalja analiza ove problematike zalazi već znatno ozbiljnije u konstrukciju razmenjivača toplote i uslove strujanja vlažnog vazduha i rashladnog fluida.

(Kraj u idućem broju)

Klimatizacija Grejanje Hlađenje 3/1977.