

Marian Kiełkiewicz, Marek Mościcki

Instytut Techniki Ciepłej

KONDENSACYJNY WZROST KROPEL W ZAKRESIE CONTINUUM

Wykonano analizę kondensacyjnego wzrostu kropeł w zakresie continuum przy użyciu wzoru Masona. Zbadano wpływ różnych parametrów, jak temperatura gazu, nasycenie pary i masa rozpuszczonej soli, na wzrost kropli. Przedstawiono wstępne wnioski.

WYKAZ OZNACZEŃ

- D - współczynnik dyfuzji pary w gazie [$m^2 \cdot s^{-1}$]
 k - przewodność cieplna [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$]
 L - ciepło parowania [$J \cdot kg^{-1}$]
 M - masa cząsteczkowa cieczy [$kg \cdot mol^{-1}$]
 M_s - masa cząsteczkowa soli [$kg \cdot mol^{-1}$]
 m - masa kropli [kg]
 m_s - masa soli [kg]
 p - ciśnienie pary nad powierzchnią kropli [Pa]
 p_{sat} - ciśnienie nasycenia pary nad płaską powierzchnią cieczy [Pa]
 Q - ciepło wymieniane między kroplą a otoczeniem [J]
 R - uniwersalna stała gazowa [$J \cdot K^{-1} \cdot mol^{-1}$]
 r - promień kropli [m]
 S - współczynnik nasycenia pary
 T - temperatura ośrodka [K]
 T_d - temperatura powierzchni kropli [K]
 t - czas [s]

- ϕ_s - molowy współczynnik osmotyczny
 ν - liczba jonów, na jakie dysocjuje cząsteczka soli w cieczy
 ρ - gęstość cieczy [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$]
 ρ_v - gęstość pary [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$]
 σ - napięcie powierzchniowe roztworu względem gazu [$\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$]

1. WPROWADZENIE

Badania kondensacji na cząstkach aerozoli i kroplach mają istotne znaczenie w wielu dziedzinach nauki i techniki, np. w meteorologii (fizyka chmur), analizie poważnych awarii reaktorów jądrowych (transport produktów rozszczepienia w postaci aerozoli) itd.

Kondensacja pary na cząstkach aerozoli i kroplach powoduje wzrost ich masy i w konsekwencji wpływa na ich ruch w gazie. Wskutek wzrostu masy zwiększa się prędkość opadania grawitacyjnego oraz zmienia się prędkość koagulacji i prędkość osadzania.

Badania kondensacji pary na cząstkach aerozoli mają długą historię począwszy od prac Maxwella (1877) aż do chwili obecnej. Celem tych prac jest określenie prędkości wzrostu masy kropli.

Analiza kondensacji pary na kropli zależy od jej wymiarów, a ściśle biorąc od stosunku średniej drogi swobodnej w gazie λ do promienia kropli r . Stosunek ten nosi nazwę liczby Knudsena Kn ($Kn = \lambda/r$). Gdy $r \gg \lambda$ ($Kn \ll 1$), wówczas gaz może być traktowany jako ośrodek ciągły. Jest to tzw. zakres continuum. W przypadku, gdy $r \ll \lambda$ ($Kn \gg 1$), konieczne jest stosowanie teorii kinetycznej. Zakres ten nosi nazwę swobodno-molekularnego. Między wymienionymi zakresami rozciąga się zakres przejściowy.

W pracy podjęto badania prędkości kondensacyjnego wzrostu cząstek aerozoli w zakresie continuum. W obliczeniach zastosowano model Masona opisany w następnym rozdziale.

2. MODEL WZROSTU KROPLI

W trakcie analizy kondensacji pary na cząstkach aerozoli rozpatruje się zwykle pojedynczą kroplę znajdującą się w nieskończonym ośrodku wypełnionym gazem i parą. Para dyfunduje poprzez gaz w kierunku kropli wskutek istnienia różnicy gęstości (ciśnienia) pary nad powierzchnią kropli i w dużej od niej odległości. Para skrapla się na powierzchni kropli oddając ciepło parowania. Ciepło dostarczone do kropli przez kondensującą parę jest oddawane do otoczenia wskutek przewodzenia. W pewnych przypadkach należy również uwzględnić oddawanie ciepła przez promieniowanie.

Prąd cząsteczek pary można wyznaczyć korzystając z prawa Ficka, a strumień ciepła - z prawa Fouriera. W stanie ustalonym w ośrodku otaczającym cząstkę spełnione są następujące równania dotyczące rozkładu gęstości pary (ρ_v) i rozkładu temperatury (T):

$$\nabla^2 \rho_v = 0 \quad (1)$$

$$\nabla^2 T = 0 \quad (2)$$

Rozwiązując równania (1) i (2) z warunkami brzegowymi określonymi na powierzchni kropli i w nieskończonej odległości od niej, a następnie podstawiając otrzymane ρ_v i T do wzorów wynikających z prawa Ficka i prawa Fouriera, otrzymuje się prąd cząsteczek pary dyfundujących do kropli oraz strumień ciepła oddawany w trakcie kondensacji.

Przy określaniu prądu cząsteczek pary należy wziąć pod uwagę dwa zjawiska. Po pierwsze, ciśnienie równowagowe pary nad powierzchnią kropli zależy od jej promienia. Im mniejszy promień kropli, tym większe jest ciśnienie równowagowe pary, w porównaniu z ciśnieniem nad płaską powierzchnią cieczy (prawo Kelvina). Po drugie, ciśnienie pary nad powierzchnią roztworu jest mniejsze niż nad powierzchnią czystej cieczy (prawo Raoulta). Przy uwzględnieniu wymienionych zjawisk zachodzi następująca zależność [1, 5]:

$$\frac{p(r)}{p_{\text{sat}}} = \exp \left[\frac{2 \sigma M}{\rho R T_d r} - \frac{\nu \phi_s m_s \frac{M}{M_s}}{\frac{4}{3} \pi r^3 \rho - m_s} \right] \quad (3)$$

- gdzie: p - ciśnienie pary nad powierzchnią kropli [Pa],
 p_{sat} - ciśnienie nasycenia pary nad płaską powierzchnią cieczy [Pa],
 r - promień kropli [m],
 σ - napięcie powierzchniowe roztworu względem gazu [$\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$],
 M - masa cząsteczkowa cieczy [$\text{kg} \cdot \text{mol}^{-1}$],
 M_s - masa cząsteczkowa rozpuszczonej soli [$\text{kg} \cdot \text{mol}^{-1}$],
 m_s - masa rozpuszczonej soli [kg],
 ρ - gęstość cieczy [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$],
 R - uniwersalna stała gazowa [$\text{J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$],
 T_d - temperatura powierzchni kropli [K],
 ν - liczba jonów, na jakie dysocjuje cząsteczka soli w cieczy,
 ϕ_s - molowy współczynnik osmotyczny.

Znając prąd cząsteczek pary i ciepło parowania L [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$] można określić ciepło dostarczone do kropli. W stanie ustalonym jest ono równe ciepłu oddawanemu do otoczenia w wyniku przewodzenia (i promieniowania)

$$\frac{dQ}{dt} = -L \frac{dm}{dt} \quad (4)$$

gdzie:

- Q - ciepło wymieniane między kroplą a otoczeniem [J],
 m - masa kropli [kg],
 t - czas [s].

Korzystając z przedstawionych wyżej równań można wyznaczyć prędkość wzrostu promienia kropli dr/dt lub prędkość wzrostu masy kropli dm/dt . Pomiędzy nimi zachodzi oczywisty związek:

$$\frac{dm}{dt} = 4 \pi r^2 \rho \frac{dr}{dt} \quad (5)$$

Określenie tych wielkości było przedmiotem wielu badań. W ich wyniku otrzymano wiele zależności, które różnią się od siebie z powodu różnych uproszczeń stosowanych przy ich wyprowadzaniu. Jedną z najczęściej stosowanych zależności jest wzór otrzymany przez Masona [1, 4, 5]:

$$r \frac{dr}{dt} = \frac{S - 1 - \frac{2\sigma M}{\rho R T r} + \frac{\nu \phi_s m_s \frac{M}{M_s}}{\frac{4}{3} \pi r^3 \rho - m_s}}{\frac{L_0}{kT} \left(\frac{LM}{RT} - 1 \right) + \frac{\sigma RT}{DM p_{sat}(T)}} \quad (6)$$

W powyższym wzorze S oznacza współczynnik nasycenia pary, zdefiniowany jako stosunek ciśnienia cząstkowego pary w mieszaninie gazowej do ciśnienia pary nasyconej nad płaską powierzchnią cieczy o temperaturze równej temperaturze mieszani-
ny:

$$S = \frac{p}{p_{sat}(T)} \quad (7)$$

Jak łatwo zauważyć, prawa strona równania (6) może przyjmować wartości zarówno dodatnie, jak i ujemne, a więc kropla cieczy zawieszona w mieszaninie parowo-gazowej o określonym składzie i temperaturze może wzrastać wskutek kondensacji pary na jej powierzchni lub zmniejszać swoje wymiary wskutek odparowania. Promień kropli, dla którego prawa strona równania (6) osiąga wartość zero, nazywany jest promieniem krytycznym kropli. Krople o promieniu mniejszym od promienia krytycznego odparowują.

Do określania termodynamicznych i transportowych własności wody i pary wodnej zastosowano następujące zależności:

- ciśnienie pary wodnej nasyconej [7]:

$$p_{sat}(T) = \exp \left[\sum_{i=0}^9 A_i T^i + \frac{A_{10}}{T - A_{11}} \right] \quad (8)$$

gdzie: T [K], p_{sat} [MPa]

$$\begin{aligned}
 A_0 &= 0,104592 \cdot 10^2 & A_6 &= 0,903668 \cdot 10^{-15} \\
 A_1 &= -0,404897 \cdot 10^{-2} & A_7 &= -0,199690 \cdot 10^{-17} \\
 A_2 &= -0,417520 \cdot 10^{-4} & A_8 &= 0,779287 \cdot 10^{-21} \\
 A_3 &= 0,368510 \cdot 10^{-6} & A_9 &= 0,191482 \cdot 10^{-24} \\
 A_4 &= -0,101520 \cdot 10^{-8} & A_{10} &= -0,396806 \cdot 10^4 \\
 A_5 &= 0,865310 \cdot 10^{-12} & A_{11} &= 0,395735 \cdot 10^2
 \end{aligned}$$

- objętość właściwa wody nasyconej [7]:

$$v(T) = v_0 \left(A + BT_c^{1/3} + CT_c^{5/6} + DT_c^{7/8} + \sum_{i=1}^5 E_i T_c^i \right) \quad (9)$$

gdzie: T [K], v [$m^3 \cdot kg^{-1}$], $T_c = (T^* - T)/T^*$, $T^* = 647,3$ K,

$$v_0 = 3,155 \cdot 10^{-3}$$

$$\begin{aligned}
 A &= 1,0 & E_1 &= -3,888614 \\
 B &= -1,9153882 & E_2 &= 2,0582238 \\
 C &= 12,015186 & E_3 &= 0,82180004 \\
 D &= -7,8464025 & E_4 &= -2,0829991 \\
 & & E_5 &= 0,47549742
 \end{aligned}$$

- ciepło parowania wody [7]:

$$L(T) = L_0 \left(BT_c^{1/3} + CT_c^{5/6} + DT_c^{7/8} + \sum_{i=1}^5 E_i T_c^i \right) \quad (10)$$

gdzie: T [K], L [$J \cdot kg^{-1}$], $T_c = (T^* - T)/T^*$, $T^* = 647,3$ K,

$$L_0 = 2,5009E6$$

$$\begin{aligned}
 B &= 0,779221 & E_1 &= -3,87446 & E_4 &= -8,06395 \\
 C &= 4,62668 & E_2 &= 2,94553 & E_5 &= -6,02884 \\
 D &= -1,07931 & E_3 &= 11,56330 & &
 \end{aligned}$$

- napięcie powierzchniowe wody [8]:

$$\sigma = B \left(\frac{T^* - T}{T^*} \right)^{1,256} \left(1 + b \frac{T^* - T}{T} \right) \quad (11)$$

gdzie: T [K], σ [$\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$], $T^* = 647,15$ K, $B = 0,2358$,
 $b = -0,625$

- współczynnik dyfuzji pary w powietrzu [9]:

$$D = \frac{0,223 \cdot 10^{-6}}{p} \left(\frac{T}{273} \right)^{1,75} \quad (12)$$

gdzie: T [K], D [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$]

p - ciśnienie całkowite mieszaniny parowo-powietrznej (suma ciśnień cząstkowych pary i powietrza [MPa])

- przewodność cieplna pary wodnej [5]:

$$k_s = 1,5826104 \cdot 10^{-2} + 8,3736 \cdot 10^{-5} T \quad (13)$$

gdzie: T [$^{\circ}\text{C}$], k_s [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$]

- przewodność cieplna powietrza suchego [5]:

$$k_a = 2,3822892 \cdot 10^{-2} + 7,11756 \cdot 10^{-5} T \quad (14)$$

gdzie: T [$^{\circ}\text{C}$], k_a [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$]

- przewodność cieplna powietrza wilgotnego:

$$k = x_m k_s + (1 - x_m) k_a \quad (15)$$

gdzie: x_m - molowy udział pary w mieszaninie.

W obliczeniach przyjęto dodatkowo następujące dane liczbowe:

- uniwersalna stała gazowa $R = 8,3147$ $\text{J}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$,
- masa cząsteczkowa wody $M = 18,016 \cdot 10^{-3}$ [$\text{kg}\cdot\text{mol}^{-1}$]
- masy cząsteczkowe rozpuszczonych soli [$\text{kg}\cdot\text{mol}^{-1}$]:

| | | | | | |
|------------------------------|---|-------------------------|-----------------|---|-------------------------|
| NH_4Cl | - | $53,500 \cdot 10^{-3}$ | NaCl | - | $58,448 \cdot 10^{-3}$ |
| KCl | - | $74,550 \cdot 10^{-3}$ | NaNO_3 | - | $84,994 \cdot 10^{-3}$ |
| $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ | - | $132,150 \cdot 10^{-3}$ | CsJ | - | $267,813 \cdot 10^{-3}$ |

Wobec braku dostatecznie udokumentowanych danych dotyczących molowego współczynnika osmotycznego dla poszczególnych soli przyjęto jego wartość równą 1 (tzn. przyjęto wartość jak dla roztworów idealnych, co przy niskich stężeniach jest dopuszczalne).

Dodatkowo przyjęto założenie, że gęstość roztworu nie zależy od masy rozpuszczonej soli i jest równa gęstości wody nasyconej w temperaturze otoczenia kropli. Analogiczne założenie poczyniono w stosunku do ciepła parowania i napięcia powierzchniowego roztworu.

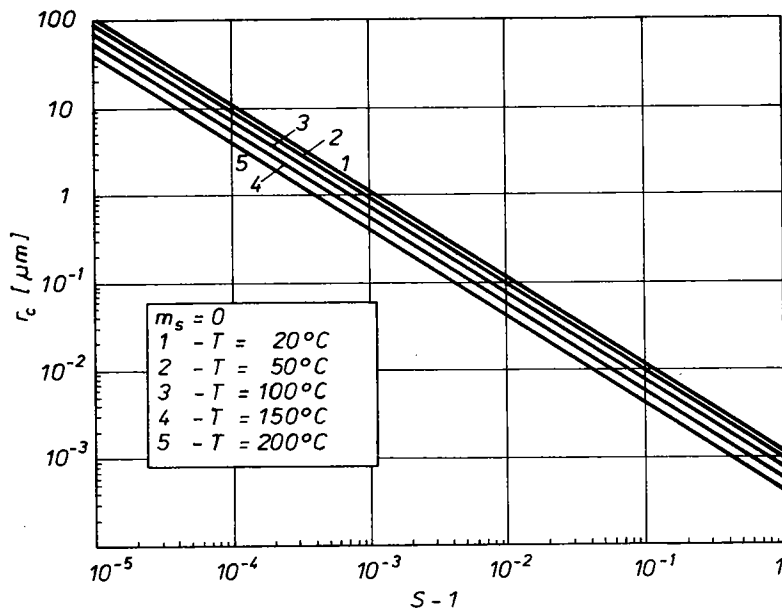
3. WYNIKI OBLICZEŃ

Celem pracy była ocena wpływu takich parametrów, jak temperatura otoczenia, współczynnik nasycenia pary, masa i rodzaj rozpuszczonej soli na prędkość wzrostu kropli. Wykonano również obliczenia umożliwiające wyciągnięcie wniosków dotyczących zasadności uwzględniania zmian ciśnienia pary nad powierzchnią kropli, wywołanych zmianami krzywizny tej powierzchni, oraz obliczenia promienia krytycznego kropli.

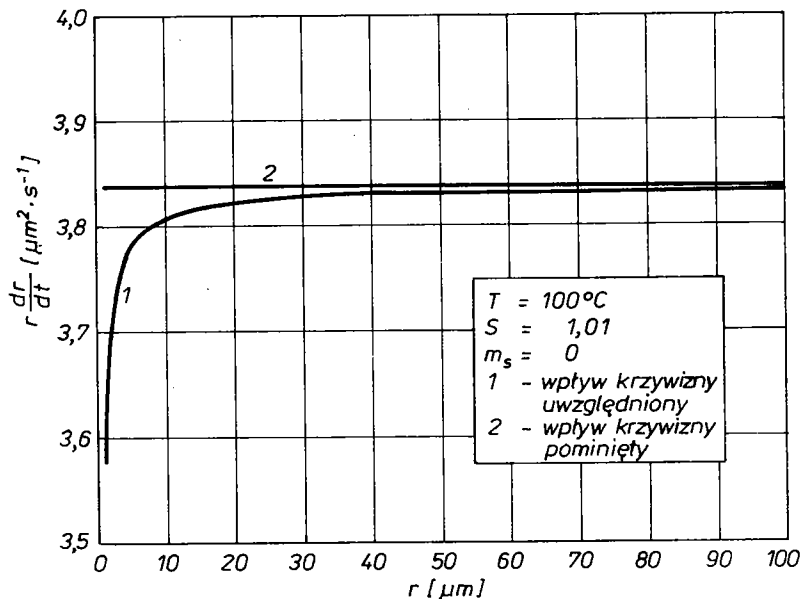
Obliczenia prędkości wzrostu były prowadzone dla promienia kropli od 1 do 1000 μm . Symulację wzrostu kropli wykonano dla czasu 10000 s (tj. ok. 2 godzin 47 minut). We wszystkich przypadkach początkowy promień kropli wynosił 1 μm .

Do całkowania równania (6) użyto metody Rungego-Kutty (procedura RKINIT z biblioteki MATHLIB [3]). Obliczenia wykonano na mikrokomputerze klasy IBM PC/AT w języku FORTRAN przy użyciu podwójnej precyzji.

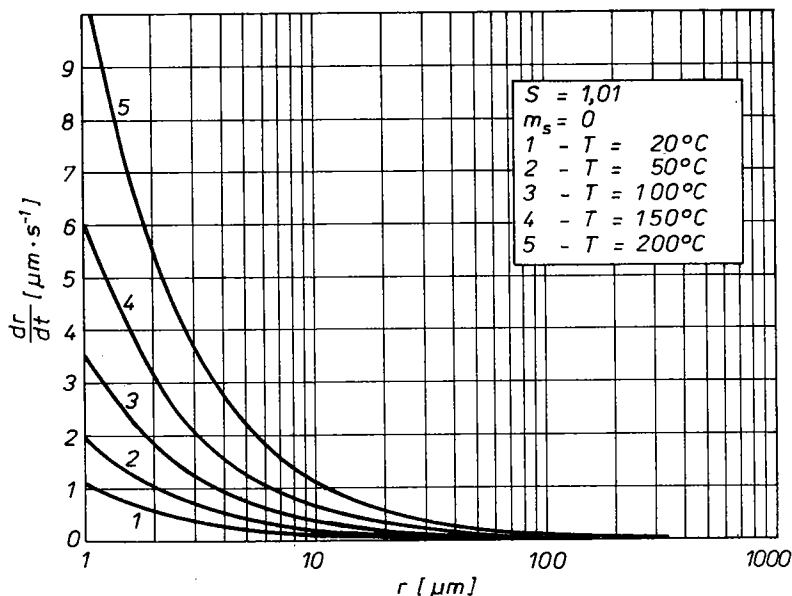
Na rysunku 1 przedstawiono wyniki obliczeń promienia krytycznego kropli czystej wody w funkcji przesycenia pary (S-1), dla różnych temperatur otoczenia. Jak łatwo zauważyć, promień



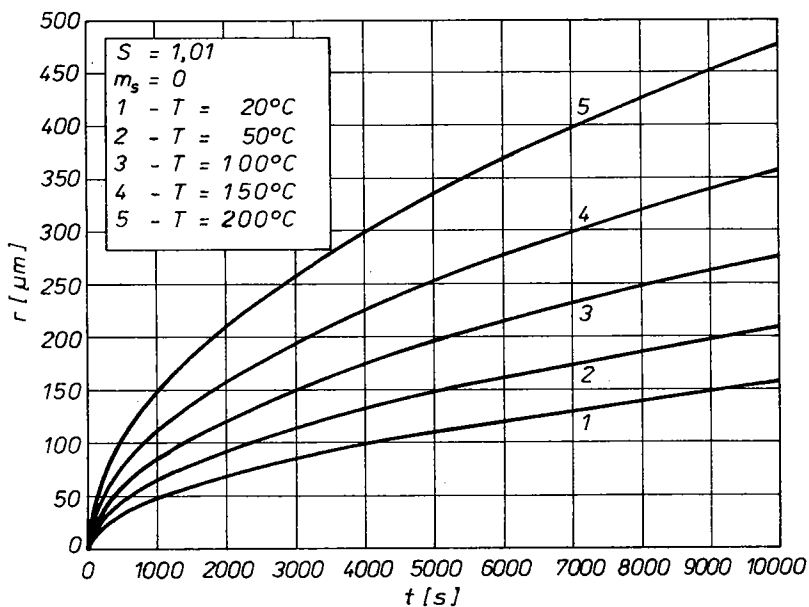
Rys.1. Promień krytyczny kropleł czystej wody w funkcji $S-1$ dla wybranych temperatur otoczenia kropleł



Rys.2. Wyrażenie $r \frac{dr}{dt}$ dla kropleł czystej wody w funkcji promienia kropleł



Rys.3. Prędkość wzrostu kropli w funkcji promienia dla różnych temperatur otoczenia



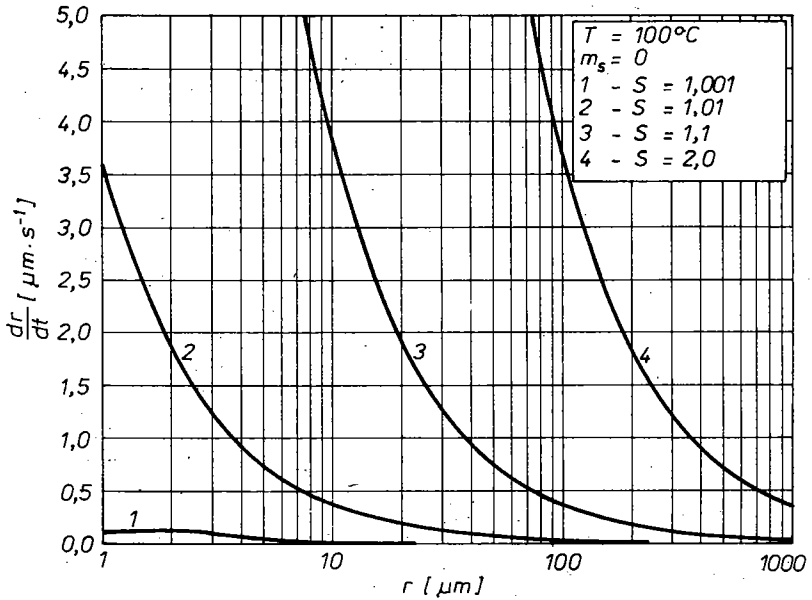
Rys.4. Wzrost promienia kropli dla wybranych temperatur otoczenia (początkowa wartość promienia - $1\ \mu\text{m}$)

krytyczny w istotny sposób zależy od przesylenia pary i zmienia się od wartości rzędu $1 \cdot 10^{-4} \mu\text{m}$ dla $S=1$ równego 1 do $100 \mu\text{m}$ dla $S=1$ równego $1 \cdot 10^{-5}$. Wpływ temperatury na wielkość promienia krytycznego jest znacznie mniejszy. Dla przykładu można podać, że dla S równego 1,01 w temperaturze 20°C promień krytyczny wynosi ok. $0,1 \mu\text{m}$, a w temperaturze 200°C - około $0,04 \mu\text{m}$, a więc jest mniejszy 2,5-krotnie. Relacja ta jest zachowana w całym zakresie zmienności współczynnika nasycenia.

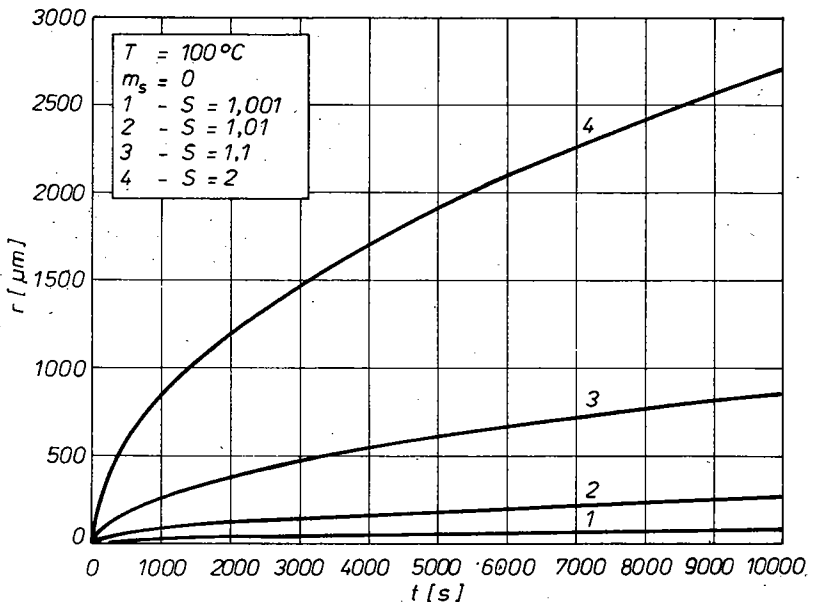
Na rysunku 2 pokazano wpływ zmian krzywizny powierzchni kropli na prędkość wzrostu kropli (dla ułatwienia analizy na rysunku zaprezentowano wartość wyrażenia $r \, dr/dt$, tj. iloczyn aktualnego promienia i aktualnej prędkości wzrostu). Krzywa oznaczona numerem 2 została uzyskana przy założeniu zerowej wartości napięcia powierzchniowego wody, co w praktyce oznacza pominięcie w modelu faktu wzrostu równowagowego ciśnienia pary nad wypukłą powierzchnią kropli cieczy. Wyniki obliczeń wykazały, że wpływ zmian krzywizny powierzchni kropli na prędkość jej wzrostu jest niewielki. Dla kropeł o promieniu większym od $10 \mu\text{m}$ różnice w prędkości wzrostu są pomijalnie małe i nie rzutują w istotny sposób na przebieg wzrostu kropli. Największa, zaobserwowana w trakcie symulacji wzrostu, różnica w wymiarach kropeł wystąpiła dla czasu $t = 0,05 \text{ s}$ i wynosiła około 1,84%.

Na rysunku 3 przedstawiono prędkość wzrostu promienia kropli, a na rys.4 - przebieg wzrostu kropli dla różnych temperatur otoczenia. Jak łatwo zauważyć, im wyższa jest temperatura otoczenia, tym większa jest prędkość wzrostu kropli. Np. dla kropli o promieniu $1 \mu\text{m}$ przy współczynniku nasycenia $S = 1,01$ prędkość wzrostu przy temperaturze 200°C jest około 10 razy większa niż przy temperaturze 20°C . Fakt ten powoduje, iż po czasie 10000 s kropla wzrastająca w temperaturze 200°C osiąga trzy razy większą średnicę niż kropla wzrastająca w temperaturze 20°C .

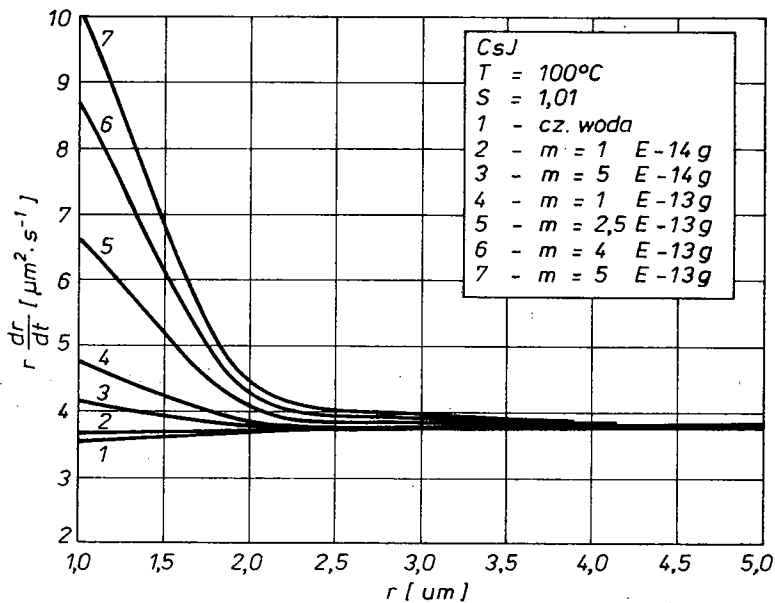
Wpływ nasycenia pary na prędkość wzrostu kropli pokazano na rys.5 i 6. Zgodnie z przewidywaniami prędkość ta rośnie wraz ze wzrostem współczynnika nasycenia S .



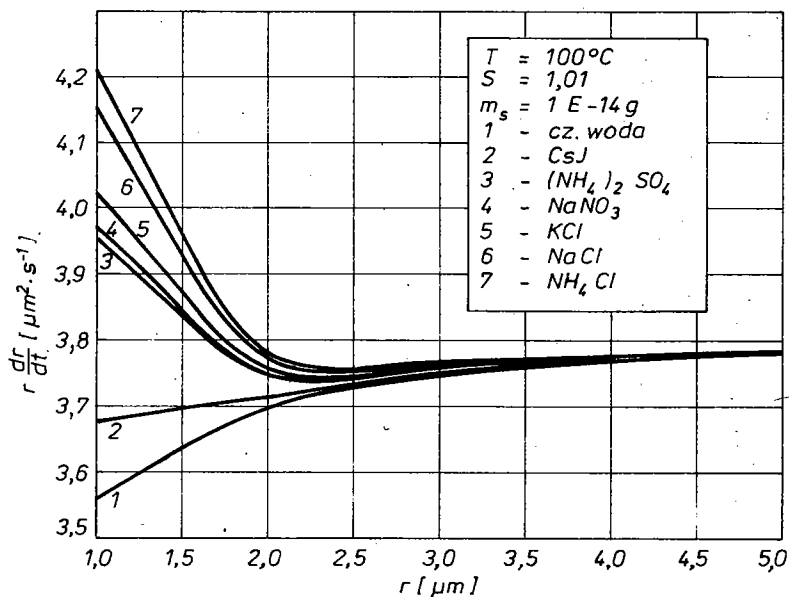
Rys.5. Prędkość wzrostu kropli w funkcji promienia dla wybranych współczynników nasycenia



Rys.6. Wzrost promienia kropli dla wybranych współczynników nasycenia (początkowa wartość promienia - $1 \mu\text{m}$)



Rys.7. Wyrażenie $r \frac{dr}{dt}$ dla kropli wodnego roztworu CsJ o różnych stężeniach w funkcji promienia kropli



Rys.8. Wyrażenie $r \frac{dr}{dt}$ dla kropli wodnego roztworu wybranych soli w funkcji promienia kropli

Na rysunku 7 przedstawiono wyniki obliczeń wyrażenia $r \frac{dr}{dt}$ dla kropli wodnego roztworu jodku cezu (CsJ) o różnych stężeniach. Jak łatwo zauważyć, prędkość wzrostu kropli rośnie wraz ze wzrostem masy rozpuszczonego CsJ. Jednocześnie można stwierdzić, że dla kropeł o promieniu większym od $3 \mu\text{m}$ wpływ ilości rozpuszczonej soli na prędkość wzrostu kropli jest nieznaczny. Jak wykazały symulacje wzrostu kropeł, różnice w prędkości wzrostu są na tyle małe, iż nie zmieniają w istotny sposób przebiegu wzrostu kropli. Dla przykładu można podać, że maksymalna różnica w wymiarach kropli czystej wody i kropli w której rozpuszczono $5 \cdot 10^{-13}$ g CsJ wynosi ok. 16,4% i ma miejsce w początkowej fazie wzrostu ($t = 0,02$ s). Różnica ta maleje bardzo szybko do zera (0,17% po 100 s).

Na rysunku 8 przedstawiono wyniki obliczeń wyrażenia $r \frac{dr}{dt}$ dla kropli wodnych roztworów wybranych soli. Na podstawie analizy wyników można stwierdzić, że wpływ rodzaju rozpuszczonej soli na prędkość wzrostu kropli jest tym większy, im mniejsza jest masa cząsteczkowa soli. Należy dodać, że w każdym z badanych przypadków wpływ rozpuszczonej soli na prędkość wzrostu kropli o promieniu większym od $3 \mu\text{m}$ jest pomijalnie mały.

4. WNIOSKI

Na podstawie wyżej przedstawionych wyników obliczeń można stwierdzić, iż w zakresie continuum w większości praktycznych przypadków obliczeniowych uzasadnione jest pominięcie wpływu rozpuszczonych soli oraz wpływu zmian krzywizny powierzchni na prędkość wzrostu cząstek aerozolowych. Oznacza to, że w zakresie continuum dla określonej temperatury i współczynnika nasycenia pary iloczyn promienia cząstki i prędkości jej wzrostu może być przyjmowany jako stały. Fakt ten, jak się wydaje, może mieć istotne znaczenie w analizie widma populacji cząstek aerozoli.

Dla bardzo dużych stężeń roztworu wniosek powyższy nie musi być słuszny. Problem ten można rozstrzygnąć po uwzględ-

nieniu w modelu zależności gęstości roztworu oraz zależności współczynnika osmotycznego roztworu od stężenia roztworu. Bez tych uzupełnień stosowanie modelu Masona dla dużych stężeń roztworu wydaje się być nieuzasadnione.

Konieczność uwzględniania wpływu rozpuszczonych soli oraz zmian krzywizny powierzchni cząstki może zaistnieć także w przypadku bardzo niskich nasyceń pary.

Jak wykazały obliczenia, wpływ rozpuszczonych soli oraz zmian krzywizny powierzchni cząstki jest największy dla cząstek o małych wymiarach. Należy sądzić, że w zakresie przejściowym i swobodno-molekularnym fakt ten może odgrywać istotne znaczenie.

BIBLIOGRAFIA

1. B.J.Mason: The physics of clouds. Clarendon Press, Oxford 1957.
2. G.M.Hidy, J.R.Brock: The dynamics of aerocolloidal systems. Pergamon Press, New York 1970.
3. Math Science Library. Vol.4. Ordinary differential equations Control Data Corporation. Sunnyvale 1971.
4. B.J.Mason: Clouds, rain and rainmaking. Cambridge University Press, Cambridge 1975, pp. 47-50.
5. H.R.Pruppacher, J.D.Klett: Microphysics of clouds and precipitation. D. Reidel Publishing Co., Dordrecht 1978, pp.412-463.
6. U.P.Mazin, S.M.Szmietier: Obląka, strojenije i fizika obrazowanija. Gidromietieoizdat, Leningrad 1983.
7. T.F.Irvine, P.E.Liley: Steam and gas tables with computer equations. Academic Press, New York 1984.
8. L.Haar, J.S.Gallagher, G.S.Kell: NBS/NRC Steam Tables, Thermodynamic and transport properties and computer programs for vapor and liquid states of water in SI units. Hemisphere Publishing Corporation, Washington 1984.
9. J.C.Barrett, C.F.Clement: Growth rates for liquid drops. J. Aerosol Sci., Vol. 19, No 2, 1988, pp.223-242.
10. S.K.Loyalka, J.W. Park: Aerosol growth by condensation: a generalization of Mason's formula. J. Colloid Interface Sci., Vol. 125, No 2, 1988, pp.712-716.
11. M.Kulmala, A.Majerowicz; P.E.Wagner: Condensational growth at large vapour concentration: limits of applicability of

the Mason equation. J. Aerosol Sci., Vol. 20, No 8, 1989, pp.1023-1026.

12. J.Adamski, M.Archutowski, M.Kiełkiewicz, M.Mościcki: Analiza wpływu zmian parametrów termodynamicznych na transport aerozoli wewnątrz obudowy bezpieczeństwa reaktora jądrowego. Opracowanie nie publikowane wykonane w ramach CPBP 02.18 (kierunek 4, zadanie 4.6.2.1). ITC PW, Warszawa 1990.

CONDENSATIONAL GROWTH OF DROPLETS IN CONTINUUM REGIME

S u m m a r y

Condensational growth of droplets in continuum regime using Mason's formula has been analyzed. The influence of different parameters, like gas temperature, vapor saturation and mass of dissolved salt, on growth of droplets has been analyzed. The preliminary conclusions have been presented.

КОНДЕНСАЦИОННЫЙ РОСТ КАПЕЛЬ В ОБЛАСТИ КОНТИНУУМА

Р е з ю м е

Проведен анализ конденсационного роста капель в области континуума с применением формулы Мэйсона. Исследовано влияние разных параметров, таких как температура газа, насыщение пара и масса растворимой соли на рост капель. Представлены предварительные выводы.