

Janusz Adamski, Mirosław Archutowski, Marian Kielkiewicz
Instytut Techniki Ciepłej

ANALIZA TRANSPORTU I RETENCJI AEROZOLI W OBUDOWIE BEZPIECZEŃSTWA REAKTORA JĄDROWEGO CHŁODZONEGO WODĄ

W pracy opisano najważniejsze zjawiska związane z transportem i retencją aerozoli. Przedstawiono podstawowe dane dotyczące koagulacji Browna oraz koagulacji grawitacyjnej i turbulentnej. Rozważano główne mechanizmy osadzania cząstek aerozoli na powierzchniach, jak sedymentację, dyfuzję Browna i dyfuzję turbulentną oraz termoforezę. Zamieszczono wyniki wstępnych obliczeń. Opisano programy komputerowe i programy doświadczalne w dziedzinie analizy poważnych awarii reaktorów jądrowych.

SPIS WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ

- A - powierzchnia
- C - współczynnik Cunninghama
- c - prędkość
- D - średnica hydrauliczna, współczynnik dyfuzji
- d_p - średnica cząstki aerozolowej
- f - współczynnik tarcia
- f_o - współczynnik oporu
- Gr - liczba Grashofa
- g - przyspieszenie ziemskie

- Kn - liczba Knudsena
k - stała Boltzmannna
 k_{dyf} - prędkość osadzania w wyniku dyfuzji
 k_{dyf}^f - prędkość osadzania w wyniku dyfuzjoforezy
 k_{tur} - prędkość osadzania turbulentnego
 k_{sed} - prędkość osadzania w wyniku sedimentacji
 k_{termof} - prędkość osadzania w wyniku termoforezy
m - masa, masa molowa
Nu - liczba Nusselta
n - gęstość cząstek
Pr - liczba Prandtla
p - ciśnienie
Q - objętościowe natężenie przepływu
R - promień cząstki aerozolowej
 \underline{r} - współrzędne
Re - liczba Reynoldsa
Sc - liczba Schmidta
T - temperatura
t - czas
u - średnia prędkość gazu
 u_* - prędkość dynamiczna
V - objętość
v - objętość cząstki aerozolowej
 β - jądro koagulacji
 β^{Bc} - jądro koagulacji Browna w zakresie continuum
 β^{Bk} - jądro koagulacji Browna w zakresie kinetycznym
 β^g - jądro koagulacji grawitacyjnej
 β^t - jądro koagulacji turbulentnej
 γ - udział molowy
 Δ - różnica
 δ - grubość dyfuzyjnej warstwy przyściennej
 ϵ_d - moc rozpraszana w jednostkowej masie gazu w wyniku turbulencji
 λ - średnia droga swobodna cząsteczek gazu
 λ_G - przewodność cieplna gazu
 λ_1 - przewodność cieplna cząstki aerozolowej

- μ - lepkość dynamiczna
- ν - lepkość kinematyczna
- ρ - gęstość
- τ_w - naprężenie styczne
- δ_g - geometryczne odchylenie standardowe
- ∇ - operator nabla

1. WSTĘP

Istotne zagrożenie związane z pracą reaktora jądrowego wynika stąd, że w jego rdzeniu znajdują się promieniotwórcze produkty rozszczepienia. Aktywność tych produktów jest tak wielka, że wydostanie się ich na zewnątrz mogłoby spowodować klęskę ekologiczną na dużym obszarze.

W trakcie normalnej eksploatacji reaktora jądrowego istnieją trzy bariery chroniące przed wydostaniem się izotopów promieniotwórczych do otoczenia, a mianowicie: koszulki elementów paliwowych, obieg chłodzenia reaktora i obudowa bezpieczeństwa reaktora. W przypadku poważnej awarii izotopy promieniotwórcze mogą wydostać się do otoczenia, jeśli ulegną uszkodzeniu wyżej wymienione bariery. Izotopy promieniotwórcze mogą wydostać się do otoczenia w postaci gazów obojętnych i aerozoli, tj. cząstek stałych (lub ciekłych) o małych wymiarach unoszonych przez gaz.

Określenie ilości promieniotwórczych produktów rozszczepienia wydostających się na zewnątrz obiegu chłodzenia reaktora i jego obudowy bezpieczeństwa nazywane jest w literaturze oszacowaniem członu źródła (ang. source term evaluation). Za interesowanie tym zagadnieniem w świecie istotnie wzrosło po awariach w elektrowniach jądrowych TMI w 1979 r. (USA) i Czernobyli w 1986 r. (ZSRR).

Przedmiotem niniejszej pracy jest analiza transportu i retencji aerozoli w obudowie bezpieczeństwa reaktora chłodzonego wodą. W pracy opisano podstawowe zjawiska fizyczne związane z

koagulacją i osadzaniem cząstek aerozolowych, oraz przedstawiono wyniki wstępnych obliczeń i oszacowań. Omówiono również aktualne problemy obliczeń i badań doświadczalnych. W spisie literatury zamieszczono podstawowe prace dotyczące transportu i retencji aerozoli. Praca została wykonana w ramach Centralnego Programu Badań Podstawowych 02.18. kier.4 zadanie 4.6.2.1.

2. CHARAKTERYSTYKA AEROZOLI

Aerozol jest to układ dwu- lub trójfazowy składający się z gazowej fazy rozpraszającej oraz stałej lub ciekłej (albo stałej i ciekłej) fazy rozproszony, spełniający warunek stabilności, to znaczy istniejący w czasie, w którym bierze on udział w rozpatrywanym procesie.

W nomenklaturze aerozoli stosuje się pojęcia: pył, mgła, smog i dym, zgodnie z normą PN-74/Z-01001 [8].

Pył w stanie rozproszonym w gazie jest w postaci aerozolu, a osadzony na podłożu tworzy warstwę. Zgodnie z normą podaną wyżej są to cząstki ciała stałego mniejsze od 3×10^{-4} m.

Mgła jest to aerozol, którego fazę rozproszoną tworzą kropelki cieczy mniejsze od 10^{-5} m, przy czym mogą one zawierać rozpuszczone lub zawieszane cząstki ciała stałego.

Smog jest to aerozol zawierający cząstki ciała stałego lub cieczy powstające podczas procesów spalania lub kondensacji. Rozmiar cząstek jest tu głównym kryterium, gdyż smog zawiera cząstki o rozmiarach mniejszych od 5×10^{-6} m.

Dym stanowi niejednorodny układ fizyczny składający się z dwóch lub więcej faz ciągłych i rozproszonych bardzo małych cząstek ciała stałego lub cieczy powstałych w wyniku spalania lub kondensacji. Rozmiary cząstek są zwykle mniejsze od 10^{-6} m.

W trakcie wykonywania analizy stopnia skażenia izotopami promieniotwórczymi wnętrza obudowy bezpieczeństwa konieczna jest znajomość fizykochemicznych właściwości cząstek aerozolowych, takich jak: stężenie, masa, gęstość, powierzchnia właściwa, skład chemiczny, średnica, rozkład rozmiarów i kształt.

Kształt cząstek jest istotny ze względu na ich ruchy w ośrodku. Cząstki o powierzchniach nieregularnych mają większą tendencję do wzajemnych zderzeń i aglomeracji. Ze zmniejszeniem rozmiarów cząstek wpływ kształtu staje się coraz mniejszy. Spośród charakterystycznych kształtów wymienić można cząstki sferyczne, prostokątne, odłamkowe i włókniste.

Konieczna jest znajomość dynamiki aerozoli, która obejmuje między innymi badania:

- zjawisk powstawania i zaniku aerozoli,
- zjawisk wzrostu i zmniejszania się koncentracji aerozoli w ośrodkach,
- wpływu pól sił zewnętrznych działających na cząstki,
- prędkości, z jakimi aerozole przemieszczają się w ośrodkach.

Istotną rzeczą jest określenie średnicy cząstki aerozolowej o nieregularnych kształtach. Określa się średnicę różnie, w zależności od metody pomiaru.

Średnica projekcyjna cząstki aerozolowej d_p jest to średnica koła o tej samej powierzchni co powierzchnia przekroju cząstki. Średnicę projekcyjną wyznacza się za pomocą mikroskopu optycznego.

Średnica zastępcza d_z jest to średnica kuli o tej samej objętości co cząstka.

Średnica sedymentacyjna (średnica Stokesa) d_s jest to średnica kuli o tej samej gęstości i prędkości granicznej opadania co dana cząstka.

Średnica aerodynamiczna d_A jest to średnica kuli o jednostkowej gęstości i o tej samej granicznej prędkości opadania co dana cząstka.

Zbiór cząstek aerozolowych zawiera cząstki o jednakowych rozmiarach (zbiór monodispersyjny) lub cząstki o różnych rozmiarach (zbiór polidispersyjny).

Zbiór cząstek aerozolowych jest określony, gdy znana jest gęstość cząstek, $n(v,t)dv$ jest to liczba cząstek zawartych w jednostkowej objętości, w czasie t , które mają objętości zawarte w przedziale pomiędzy v i $v + dv$.

Podobnie $n(dp,t)d(dp)$ oznacza liczbę cząstek zawartych w jednostkowej objętości, w czasie t , których średnice są

zawarte w przedziale pomiędzy d_p i $d_p + d(d_p)$. Występująca tutaj średnica d_p cząstki aerozolowej może być średnicą projekcyjną cząstki sedymentacyjną, aerodynamiczną itp.

Cząstki aerozolowe mają różne średnice, od 10^{-8} m do 10^{-4} m. Wygodniej jest posługiwać się skalą logarytmiczną. Stosuje się zmodyfikowany rozkład normalny Gaussa (rozkład logarytmiczno-normalny), gdzie zmienną rozkładu jest $\ln d_p$. Rozkład logarytmiczno-normalny opisuje dobrze większość zbiorów cząstek aerozolowych [4].

$$n(d_p)d(\ln d_p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \ln \sigma_g} \exp \left[- \frac{(\ln d_p - \ln \bar{d}_p)^2}{2(\ln \sigma_g)^2} \right] d(\ln d_p) \quad (2.1)$$

gdzie: $n(d_p)d(\ln d_p)$ - prawdopodobieństwo że cząstka aerozolowa ma średnicę zawartą w przedziale pomiędzy $\ln d_p$ i $\ln d_p + d(\ln d_p)$;

$(\sigma_g)^2$ - średnie kwadratowe, geometryczne odchylenie standardowe;

d_p - średnica cząstki aerozolowej;

\bar{d}_p - średnia średnica cząstki aerozolowej.

3. RÓWNANIA DYNAMIKI AEROZOLI

Wielkością determinującą zachowanie się cząstek aerozolowych, tj. cząstek stałych lub kropli, są ich wymiary. Wymiary te mogą być określone poprzez podanie promienia lub średnicy cząstek, ich objętości lub masy. Cząstki są traktowane najczęściej jako kuliste, aczkolwiek mogą być rozpatrywane cząstki o innych regularnych kształtach, np. elipsoidalne itd. Przy

założeniu kształtu cząstek istnieje jednoznaczne przyporządkowanie między ich wymiarami, objętością lub masą. Bardzo często cząstki aerozolowe są scharakteryzowane przez ich objętość.

Wielkością charakteryzującą układ aerozolowy jest gęstość $n(\underline{r}, v, t)$. $n(\underline{r}, v, t)dv dV$ jest to średnia liczba cząstek aerozolowych, których objętość zawiera się w przedziale między v i $v+dv$, znajdujących się w chwili t w objętości dV , której położenie określone jest przez wektor \underline{r} .

W wielu przypadkach można założyć z zadowalającą dokładnością, że gęstość nie zależy od współrzędnych, a zatem $n(v, t)dv$ jest to średnia liczba cząstek aerozolowych, których objętość zawiera się w przedziale między v i $v+dv$, znajdujących się w jednostkowej objętości w chwili t . Taki przypadek ma miejsce, gdy dobrze wymieszany gaz z cząstkami aerozolowymi znajduje się w naczyniu o dostatecznie dużej objętości.

W celu określenia gęstości $n(\underline{r}, v, t)$ lub $n(v, t)$ należy sformułować odpowiednie równanie bilansowe cząstek aerozolowych.

Równania bilansu różnych cząstek znane są w wielu dziedzinach fizyki. Znane jest od ponad stu lat równanie transportu gazów (równanie Boltzmann), znane i stosowane są równania transportu neutronów, fotonów, elektronów itd. Są to skomplikowane równania różniczkowo-całkowe, liniowe (np. równanie transportu neutronów) lub nieliniowe (np. równanie transportu gazów). Z równań tych można otrzymać prostsze równania, np. równania różniczkowe cząstkowe. Np. z równania transportu gazów można otrzymać równania mechaniki płynów.

Równania bilansu cząstek można wprowadzić wieloma sposobami. Najprostszą metodą jest metoda bilansowa (zastosowana po raz pierwszy przez L. Boltzmann w 1872 r.), która polega na sporządzeniu bilansu określonych cząstek w nieskończenie małej

objętości w nieskończenie małym przedziale czasu. Sporządzenie takiego bilansu wymaga znajomości zjawisk fizycznych, które decydują o transporcie rozpatrywanych cząstek.

W przypadku aerozoli należy wziąć pod uwagę powstawanie cząstek o danych wymiarach w wyniku np. kondensacji, fragmentacji i koagulacji, oraz ich stratę w wyniku np. odparowania lub migracji wywołanej ruchem gazu.

Wyprowadzenie równań bilansu cząstek aerozolowych można znaleźć w wielu podręcznikach i monografiach, np. w [3], [5], dlatego tutaj ograniczono się do naszkicowania postaci tego równania. Ma ono postać:

$$\frac{\partial}{\partial t} n(\underline{r}, v, t) = \left(\frac{dn}{dt}\right)_s + \left(\frac{dn}{dt}\right)_g + \left(\frac{dn}{dt}\right)_c - \nabla(n\underline{u}) + \\ - \nabla(n\underline{c}) + \nabla(D\nabla n) \quad (3.1)$$

Wyraz po lewej stronie określa prędkość zmiany gęstości cząstek w jednostkowej objętości. Pierwszy wyraz po prawej stronie równania określa prędkość netto powstawania cząstek w jednostkowej objętości w wyniku kondensacji (nukleacji) lub fragmentacji (s - ang. source - źródło). Drugi wyraz po prawej stronie oznacza prędkość netto transferu cząstek o różnych objętościach do przedziału objętości od v do $v+dv$ w wyniku kondensacji i odparowania. Trzeci wyraz dotyczy transferu w wyniku koagulacji, tj. tworzenia się cząstek większych przy zderzeniach ze sobą cząstek mniejszych. Ostatnie trzy wyrazy dotyczą przemieszczania się cząstek aerozoli w wyniku ruchu gazu i dyfuzji cząstek aerozolowych w gazie. W wyrazach tych \underline{u} oznacza prędkość gazu, \underline{c} prędkość cząstek aerozolowych względem gazu, D - współczynnik dyfuzji cząstek aerozolowych w gazie.

Równanie (3.1) jest skomplikowanym równaniem różniczkowo-całkowym cząstkowym, gdyż trzeci wyraz po prawej stronie jest

wyrażeniem całkowym, a ostatnie trzy wyrażenia są wyrażeniami różniczkowymi cząstkowymi. Konieczne jest sformułowanie odpowiednich warunków brzegowych i początkowych. Równanie (3.1) z warunkami początkowymi i brzegowymi nosi nazwę zagadnienia mieszanego. Rozwiązanie tego zagadnienia wymaga znajomości rozkładu prędkości u i c , co z kolei wymaga rozwiązań odpowiednich równań mechaniki płynów. Jak widać, problem obliczeniowy jest bardzo poważny i wymaga zastosowania przybliżonych metod komputerowych.

W większości przypadków, interesujących ze względu na zastosowania konieczne jest sformułowanie prostszego równania niż równanie (3.1). Równanie takie można sformułować dla przypadku dobrego wymieszania gazu z cząstkami aerozoli, gdy gęstość n nie zależy od współrzędnych, tzn. $n = n(v, t)$. Ścisłe biorąc, zależność od współrzędnych może występować jedynie w cienkich warstwach przyległych do powierzchni ograniczających rozpatrywaną objętość V .

Wspomniane prostsze równanie otrzymuje się w wyniku całkowania równania (3.1) w rozpatrywanej objętości V [2, 11]. Ma ono postać:

$$V \frac{dn(v, t)}{dt} = V \left[\left(\frac{dn}{dt} \right)_s + \left(\frac{dn}{dt} \right)_g + \left(\frac{dn}{dt} \right)_c \right] + \sum Q_i n - \sum Q_o n - \sum A k_d n \quad (3.2)$$

gdzie: Q_i , Q_o - objętościowe natężenie przepływu do i z objętości V ,

A - powierzchnia.

Wyraz $\sum A k_d n$ powstaje przez scałkowanie ostatnich trzech wyrazów w równaniu (3.1) z wykorzystaniem twierdzenia Greena.

k_d jest prędkością osadzania cząstek aerozolowych na powierzchniach wewnętrznych. Sumowanie dotyczy różnych powierzchni wewnętrznych.

Osadzanie cząstek aerozoli na powierzchniach wewnętrznych rozpatrywanego obszaru jest wywołane przez różne zjawiska fizyczne, jak sedymentacja, termoforeza, dyfuzja itd. Zjawiska te omówiono w dalszym ciągu pracy.

Prędkość osadzania cząstek aerozolowych będącego wynikiem różnych zjawisk fizycznych jest zwykle określona teoretycznie lub doświadczalnie dla warunków takich, że tylko jeden mechanizm osadzania jest dominujący. Najczęściej mamy do czynienia z sytuacją, gdy różne mechanizmy osadzania występują jednocześnie. Wówczas zakłada się (z konieczności, bo nie ma innej lepszej możliwości), że

$$k_d = k_{sed} + k_{termof} + k_{dyf} + k_{turb} + \dots \quad (3.3)$$

Koagulacja, jak wspomniano poprzednio, jest to zjawisko polegające na tworzeniu się większych cząstek przy zderzeniach ze sobą cząstek mniejszych. Zakłada się przy tym, że w wyniku zderzenia dwie cząstki łączą się trwale w jedną większą cząstkę.

Trzeci wyraz po prawej stronie równania (3.2) dotyczący koagulacji ma postać:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_c = \frac{1}{2} \int_0^v \beta(v-\tilde{v}, \tilde{v}) n(t, v-\tilde{v}) n(t, \tilde{v}) d\tilde{v} + \\ - \int_0^v \beta(v, \tilde{v}) n(t, v) n(t, \tilde{v}) d\tilde{v} \quad (3.4)$$

Wielkość $\beta(v, \tilde{v})$ nosi nazwę jądra zderzeń (collision kernel) lub jądra koagulacji (coagulation kernel) i ma wymiar $m^3 \cdot s^{-1}$. Pierwszy wyraz po prawej stronie wzoru (3.4) oznacza prędkość powstawania cząstek o danej objętości (v do $v+dv$) z cząstek o objętościach mniejszych. Współczynnik $1/2$ wynika stąd, że przy całkowaniu zderzenia cząstek są liczone podwójnie. Drugi wyraz oznacza prędkość straty cząstek o danej objętości (v do $v+dv$) w wyniku ich zderzeń z cząstkami o innych objętościach.

Biorąc pod uwagę zależność (3.4) można przepisać równanie (3.2) w postaci

$$\frac{dn(v, t)}{dt} = \frac{1}{2} \int_0^v \beta(v-\tilde{v}, \tilde{v}) n(t, v-\tilde{v}) n(t, \tilde{v}) d\tilde{v} +$$

$$\begin{aligned}
 & - \int_0^{\infty} \beta(v, \tilde{v}) n(t, v) n(t, \tilde{v}) d\tilde{v} + \left(\frac{dn}{dt} \right)_s + \\
 & + \left(\frac{dn}{dt} \right)_g + \frac{1}{V} (\sum Q_i - \sum Q_0) n - \frac{1}{V} \sum A k_d n \quad (3.5)
 \end{aligned}$$

Jest to równanie różniczkowo-całkowe zwyczajne nieliniowe. Jego rozwiązanie z zadanyam warunkiem początkowym wymaga zastosowania metod przybliżonych.

W praktyce najczęściej dokonuje się najpierw dyskretyzacji wymiarów (objętości) cząstek aerozolowych, tzn. zakłada się, że cząstki mogą mieć objętości v_1, v_2, \dots, v_k . Podobnie postępuje się przy rozwiązywaniu równań bilansu neutronów i fotonów γ (dyskretyzacja energii). Równanie (3.5) przekształca się wówczas w układ K równań, gdzie K jest liczbą rozpatrywanych objętości cząstek, o postaci

$$\begin{aligned}
 \frac{dn_k(t)}{dt} = & \frac{1}{2} \sum_{i+j=k} \beta_{ij} n_i n_j - n_k \sum_{i=1}^K \beta_{ik} n_i + \left(\frac{dn_k}{dt} \right)_s + \left(\frac{dn_k}{dt} \right)_g + \\
 & + \frac{1}{V} (\sum Q_i^k - \sum Q_0^k) n_k - \frac{1}{V} \sum A k_d^k n_k \quad \text{dla } k = 1, 2, \dots, K \quad (3.6)
 \end{aligned}$$

W powyższych równaniach $n_k(t)$ oznacza średnią liczbę cząstek o objętości v_k w jednostce objętości. $\beta_{ij} \equiv \beta(v_i, v_j)$, a wszystkie wielkości Q^k i k_d^k odnoszą się do cząstek o objętości v_k .

Układ równań (3.6) jest układem nieliniowych równań różniczkowych zwyczajnych. W wielu przypadkach układ ten znacznie się upraszcza.

W trakcie poważnych awarii reaktorów może nastąpić stopienie się rdzenia. Wówczas powstają cząstki aerozolowe, które, unoszone strumieniem gazu, wydostają się z obiegu chłodzenia reaktora do wnętrza obudowy bezpieczeństwa. W wielu przypadkach można założyć, że: a) cząstki aerozoli powstają jedynie w obiegu chłodzenia reaktora, b) wewnątrz obudowy bezpieczeństwa nie występuje wzrost cząstek aerozoli w wyniku kondensacji, c) obudowę bezpieczeństwa można traktować jako jedną ob-

jętość, d) można pominąć natężenie objętościowe przepływu do i z tej objętości. Wówczas układ równań (3.6) upraszcza się i przyjmuje postać:

$$\frac{dn_k}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{i+j=k} \beta_{ij} n_i n_j - n_k \sum_{k=1}^K \beta_{ik} n_i - \frac{1}{V} \sum A_k^k n_k \quad (3.7)$$

dla $k = 1, 2, \dots, K$

Powyższy układ równań jest przedmiotem analizy w dalszym ciągu pracy.

4. KOAGULACJA AEROZOLI

Cząstki stałe unoszące się w gazie mogą się stykać ze sobą. Po zetknięciu się ze sobą dwóch różnych cząstek powstaje nowa cząstka o objętości równej sumie objętości cząstek pierwotnych. Zjawisko to nosi nazwę koagulacji.

Cząstki aerozolowe uderzane przez cząsteczki gazu wykonują chaotyczne ruchy zwane ruchami Browna. Koagulacja spowodowana tymi ruchami nosi nazwę koagulacji Browna.

Cząstki aerozolowe opadające w polu grawitacyjnym zderzają się ze sobą. Zachodzi wówczas koagulacja grawitacyjna.

W przypadku burzliwego (turbulentnego) przepływu gazu dochodzi również do zderzenia cząstek aerozolowych i do ich koagulacji, zwanej koagulacją burzliwą (turbulentną).

Wszystkie wymienione wyżej rodzaje koagulacji odgrywają istotną rolę w transporcie i retencji aerozoli w obudowie bezpieczeństwa (containment) w trakcie poważnych awarii reaktorów jądrowych.

Niżej omówi się pokrótce wspomniane trzy rodzaje koagulacji, zwracając szczególną uwagę na określenie jąder koagulacji. Warto zaznaczyć, że we wszystkich rozważaniach prowadzących do określenia jąder koagulacji zakłada się kulisty kształt cząstek aerozolowych oraz, że zachodzi tylko jeden rodzaj koagu-

lacji. W rzeczywistości występują jednocześnie wszystkie jej rodzaje. Zakłada się wówczas, że wypadkowe jądro koagulacji jest sumą jąder koagulacji cząstkowych, to jest

$$\beta(v, v) = \beta^B(v, v) + \beta^E(v, v) + \beta^T(v, v)$$

gdzie wskaźniki górne odnoszą się odpowiednio do koagulacji Browna, grawitacyjnej i turbulentnej.

4.1. KOAGULACJA BROWNA

Na wstępie warto zauważyć, że opis zachowania się cząstek aerozolowych w istotny sposób zależy od ich wielkości. Gdy są one bardzo małe, to można traktować układ aerozolowy jako mieszaninę dwóch gazów. W przypadku dużych cząstek aerozolowych można traktować je jak cząstki stałe zawieszony w płynie.

W celu uściślenia rozważań należy odwołać się do pojęcia średniej drogi swobodnej cząsteczek gazu λ i liczby Knudsena Kn.

Średnia droga swobodna cząsteczek gazu jest to średnia droga, jaką przebywają cząsteczki między kolejnymi zderzeniami ze sobą. Można ją wyznaczyć z zależności

$$\lambda = \nu \left(\frac{\pi m}{2kT} \right)^{1/2} \quad (4.1)$$

gdzie: λ - średnia droga swobodna cząsteczek gazu [m],
 ν - lepkość kinematyczna gazu [m²·s⁻¹],
 m - masa cząsteczki gazu [kg],
 k - stała Boltzmannna [J·K⁻¹],
 T - temperatura gazu [K].

Liczba Knudsena Kn jest określona następująco:

$$Kn = \frac{\lambda}{R} \quad (4.2)$$

gdzie R - promień cząstki aerozolowej [m].

Gdy promień cząstki aerozolowej jest znacznie mniejszy od średniej drogi swobodnej cząsteczek gazu, tj. $R \ll \lambda$, wówczas

$Kn \gg 1$. W tym przypadku cząstki aerozolowe są podobnej wielkości jak cząsteczki gazu, a zatem układ aerozolowy można traktować jako mieszaninę gazów. Jest to tzw. zakres kinetyczny, zwany również zakresem swobodno-molekularnym (ang. free molecule range).

Gdy promień cząstki aerozolowej jest znacznie większy od średniej drogi swobodnej cząsteczek gazu, tj. $R \gg \lambda$, wówczas $Kn \ll 1$. W tym przypadku cząstki aerozolowe można traktować jako zawieszono w płynie. Jest to tzw. zakres continuum (ang. continuum range). Pomiędzy zakresami kinetycznym i continuum leży zakres pośredni. Jądra koagulacji w każdym z tych zakresów mają inną postać.

Średnia droga swobodna cząsteczek dla danego gazu zależy od jego temperatury. Dla powietrza pod ciśnieniem atmosferycznym (0,1 MPa) i w temperaturze 25°C wynosi około 0,065 μm .

Niżej przedstawiono podstawowe informacje dotyczące jąder koagulacji w każdym z wymienionych wyżej zakresów.

a) zakres continuum ($R \gg \lambda$, tj. $Kn \ll 1$)

W tym zakresie dla opisu migracji cząstek aerozoli można stosować elementarną teorię dyfuzji. Wyprowadzenie wzoru na jądro koagulacji jest proste i przedstawione w literaturze, np. [2,3]. Jądro koagulacji ma w tym przypadku postać

$$\beta^{Bc}(v, \tilde{v}) = \frac{2kT}{3\mu} (v^{1/3} + \tilde{v}^{1/3})(v^{-1/3} + \tilde{v}^{-1/3}) \quad (4.3)$$

gdzie: β^{Bc} - jądro koagulacji Browna w zakresie continuum [$\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$],

v, \tilde{v} - objętości cząstek aerozolowych [m^3],

μ - lepkość dynamiczna gazu [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$].

Pozostałe oznaczenia są identyczne jak poprzednio.

Łatwo zauważyć, że funkcja β^{Bc} jest symetryczna względem swych argumentów. Dyskretny odpowiednik jądra koagulacji ma postać

$$\beta_{ij}^{Bc} = \beta^{Bc}(v_i, v_j) = \frac{2kT}{3\mu} (v_i^{1/3} + v_j^{1/3})(v_i^{-1/3} + v_j^{-1/3}) \quad (4.3^*)$$

b) zakres kinetyczny ($R \ll \lambda$, tj. $Kn \gg 1$)

W tym zakresie dla opisu migracji cząstek aerozoli należy stosować kinetyczną teorię gazów. Wyprowadzenie wzoru na jądro koagulacji w tym zakresie można znaleźć np. w [2,5]. Jądro koagulacji ma w tym przypadku postać

$$\beta^{Bk}(v, \tilde{v}) = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/6} \left(\frac{6kT}{\rho_p}\right)^{1/2} (v^{1/3} + \tilde{v}^{1/3})(v^{-1} + \tilde{v}^{-1})^{1/2} \quad (4.4)$$

gdzie: β^{Bk} - jądro koagulacji Browna w zakresie kinetycznym [$m^3 \cdot s^{-1}$],

ρ_p - gęstość cząstek aerozolowych [$kg \cdot m^{-3}$].

Pozostałe oznaczenia są identyczne jak poprzednio.

Jądro koagulacji jest symetryczną funkcją swych argumentów. Dyskretny odpowiednik jądra koagulacji ma postać

$$\beta_{ij}^{Bk} = \beta^{Bk}(v_i, v_j) = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/6} \left(\frac{6kT}{\rho_p}\right)^{1/2} (v_i^{1/3} + v_j^{1/3})(v_i^{-1} + v_j^{-1})^{1/2} \quad (4.4^*)$$

c) zakres przejściowy

Opis migracji cząstek aerozolowych w tym zakresie jest bardzo trudny, gdyż nie można tu stosować ani kinetycznej teorii gazów ani elementarnej teorii dyfuzji. Ogólnie można stwierdzić, że występują tu analogiczne trudności jak w statystycznej mechanice gęstych gazów.

Istnieje wiele prób rozszerzenia wyników z zakresu kinetycznego i zakresu continuum na zakres przejściowy [3,5,11].

Tak na przykład można rozszerzyć nieco zakres stosowania wzoru (4.3) na nieco większe wartości liczby Knudsena wprowadzając poprawkę Stokesa-Cunninghama [3,11]. Wzór (4.3) przyjmuje wówczas postać:

$$\beta^{Bc}(v, \tilde{v}) = C \frac{2kT}{3\mu} (v^{1/3} + \tilde{v}^{1/3})(v^{-1/3} + \tilde{v}^{-1/3}) \quad (4.5)$$

gdzie C - współczynnik Cunninghama (ang. Cunningham slip correction) ma postać [16]:

$$C = 1 + 1,2 Kn + 0,432 Kn e^{-1,039/Kn} \quad (4.6)$$

Metzig [16, str. 157-166] zaproponował następującą modyfikację wzoru (4.5), która pozwala na rozszerzenie zakresu stosowalności do $Kn > 1$:

$$\beta^{Bc}(v, \tilde{v}) = C \frac{2kT}{3\mu} \frac{1}{0,985 + M_0} (v^{1/3} + \tilde{v}^{1/3})(v^{-1/3} + \tilde{v}^{-1/3}) \quad (4.7)$$

gdzie

$$M_0 = \frac{4D}{R} \left(\frac{\pi m_p}{8kT} \right)^{1/2} \frac{2 + Kn/25}{1 + Kn/100} \quad (4.8)$$

gdzie: D - współczynnik dyfuzji [$m^2 \cdot s^{-1}$],

m_p - masa cząstki aerozolowej [kg].

Pozostałe oznaczenia są identyczne jak poprzednio.

Omówienie wspomnianych wyżej zagadnień można znaleźć np. w [5, 12].

4.2. KOAGULACJA GRAWITACYJNA

Istota koagulacji grawitacyjnej polega na tym, że w trakcie swobodnego spadania w polu grawitacyjnym cięższe cząstki aerozolowe spadają szybciej i zderzają się z lżejszymi cząstkami. Można pokazać [3, 5], że

$$\beta^E(R_i, R_j) = \gamma(R_i, R_j) \pi (R_i + R_j)^2 (c_j - c_i) \text{ dla } R_j > R_i \quad (4.9)$$

gdzie: β^E - jądro koagulacji grawitacyjnej [$m^3 \cdot s^{-1}$],

c - prędkość opadania cząstki aerozolowej [$m \cdot s^{-1}$],

γ - sprawność zderzeń [-],

Przy założeniu, że $\gamma \equiv 1$, wzór (4.9) można przedstawić w postaci [5]:

$$\beta^{\mathcal{E}}(R_i, R_j) = \frac{2\pi \rho_p \mathcal{E}}{9\mu} R_j^4 [(\hat{K} + 1)^2 (1 - \hat{K})] \quad \text{dla } \hat{K} < 1 \quad (4.10)$$

gdzie: $\hat{K} = R_i/R_j$,

g - przyspieszenie ziemskie [$m \cdot s^{-2}$],

Wzór (4.10) można przedstawić w postaci:

$$\beta_{ij}^{\mathcal{E}} = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/3} \frac{\rho_p \mathcal{E}}{6\mu} v_j^{4/3} \left\{ \left[\left(\frac{v_i}{v_j}\right)^{1/3} + 1 \right]^2 \left[1 - \left(\frac{v_i}{v_j}\right)^{2/3} \right] \right\} \quad (4.11)$$

dla $v_j > v_i$

Jak widać, jądro $\beta_{i,j}^{\mathcal{E}}$ nie jest symetryczną funkcją swych argumentów. Istnieją różne wyrażenia dla sprawności zderzeń γ w zależności od przyjętych założeń dotyczących opływu gazu wokół cząstki aerozolowej. Jedno z nich ma postać [5]:

$$\gamma = \frac{\hat{K}^2}{2} \frac{2\hat{K} + 3}{1 + \hat{K}} \quad \hat{K} < 1 \quad (4.12)$$

4.3. KOAGULACJA BURZLIWA

Turbulencja gazu powoduje zderzenia cząstek aerozolowych, a w konsekwencji ich koagulację, tj. koagulację burzliwą.

Jądro koagulacji burzliwej (wg Saffmanna i Turnera) ma postać [3,5]:

$$\beta^t(R_i, R_j) = 1,30 (R_i + R_j)^3 \left(\frac{\varepsilon_d}{\nu}\right)^{1/2} \quad (4.13)$$

gdzie: β^t - jądro koagulacji burzliwej [$m^3 \cdot s^{-1}$],

ε_d - moc rozpraszana w jednostkowej masie gazu w wyniku turbulencji [$W \cdot kg^{-1}$].

Pozostałe oznaczenia są identyczne, jak poprzednio.

Wzór (4.13) można przedstawić w postaci:

$$\beta_{ij}^t = 0,31 \left(\frac{\varepsilon_d}{\nu} \right)^{1/2} \left(v_i^{1/3} + v_j^{1/3} \right)^3 \quad (4.14)$$

Istotną trudnością jest określenie ε_d . W literaturze można znaleźć wartości tej wielkości w atmosferze ziemskiej. Według [3,5] na wysokości 100 m wartość ε_d wynosi około $5 \times 10^{-4} \text{ W} \cdot \text{kg}^{-1}$, a na wysokości 1 m wzrasta do $0,1 \text{ W} \cdot \text{kg}^{-1}$. Przy przepływie powietrza w rurach wartość ta może być większa niż w atmosferze. Tak np. przy przepływie powietrza o temperaturze 20°C przez gładką rurę o średnicy 10 cm dla liczby Reynoldsa około 50 000 wartość ε_d wynosi około $2 \text{ W} \cdot \text{kg}^{-1}$ [3].

4.4 WPŁYW SIŁ MIĘDZYCZĄSTKOWYCH NA KOAGULACJĘ

Między cząstkami aerozolowymi działają różne siły, które oczywiście wpływają na ich koagulację. Można tu wymienić siły van der Waalsa i siły elektrostatyczne. Siły van der Waalsa są siłami przyciągającymi, natomiast siły elektrostatyczne mogą być przyciągające lub odpychające w zależności od znaku ładunków elektrycznych.

Wpływ sił międzycząstkowych uwzględnia się odpowiednio modyfikując jądra koagulacji Browna. Na przykład w zakresie continuum wzór (4.3*) przyjmuje postać [3]:

$$\beta_{ij}^{\text{Bc}^*} = \frac{1}{W} \beta_{ij}^{\text{Bc}} = \frac{1}{W} \frac{2kT}{3\mu} \left(v_i^{1/3} + v_j^{1/3} \right) \left(v_i^{-1/3} + v_j^{-1/3} \right) \quad (4.15)$$

gdzie $\beta_{ij}^{\text{Bc}^*}$ - jądro koagulacji Browna w zakresie continuum z uwzględnieniem sił międzycząstkowych $[\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}]$

$$W = (R_i + R_j) \int_{R_i + R_j}^{\infty} \frac{1}{x^2} \exp \left(\frac{\Phi(x)}{kT} \right) dx \quad (4.16)$$

gdzie Φ - potencjał oddziaływania między cząstkami aerozolowymi.

W przypadku sił elektrostatycznych

$$\phi(r) = \frac{z_i z_j e^2}{\epsilon r} \quad (4.17)$$

gdzie: z_i, z_j - liczba ładunków elementarnych na oddziaływających cząstkach aerozolowych,

e - ładunek elementarny [C],

ϵ - stała dielektryczna gazu [$C^2 \cdot N^{-1} \cdot m^{-2}$].

Pozostałe oznaczenia są identyczne jak poprzednio.

Wielkość W przyjmuje wówczas postać:

$$W = \frac{1}{y} (e^y - 1) \quad (4.18)$$

gdzie

$$y = \frac{z_i z_j e^2}{\epsilon kT(R_i + R_j)} \quad (4.19)$$

Podobnie można uwzględnić wpływ sił między cząstkami aerozolowymi w zakresie kinetycznym.

Jak widać, siły elektrostatyczne mogą zwiększać koagulację w przypadku sił przyciągających (ładunki różnoimienne) i zmniejszać ją w przypadku sił odpychających (ładunki równoimienne). Wpływ sił elektrostatycznych na koagulację cząstek aerozolowych może być w pewnych warunkach istotny. Jeżeli chodzi o siły van der Waalsa, to wydaje się, że ich wpływ nie ma większego znaczenia w większości sytuacji występujących w praktyce.

4.5. OBLICZENIA

Niżej przedstawiono dla przykładu niektóre wyniki obliczeń koagulacji aerozoli.

Założono, że objętość cząstki aerozolowej jest wielokrotnością jednostkowej objętości v_0 , tzn.

$$v_i = i v_0 \quad (4.20)$$

Wówczas wzory (4.3*), (4.4*), (4.11) i (4.14) przyjmują postać:

$$\beta_{ij}^{Bc} = \frac{2kT}{3\mu} a_{ij}^{Bc} \quad (4.21)$$

$$\beta_{ij}^{Bk} = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/6} \left(\frac{6kT}{\rho_p}\right)^{1/2} v_0^{1/6} a_{ij}^{Bk} \quad (4.22)$$

$$\beta_{ij}^g = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/3} \frac{\rho_p^g}{6\mu} v_0^{4/3} a_{ij}^g \quad (4.23)$$

$$\beta_{ij}^t = 0,31 \left(\frac{\varepsilon_d}{\nu}\right)^{1/2} v_0 a_{ij}^t \quad (4.24)$$

gdzie

$$a_{ij}^{Bc} = (i^{1/3} + j^{1/3})(i^{-1/3} + j^{-1/3}) \quad (4.25)$$

$$a_{ij}^{Bk} = (i^{-1} + j^{-1})^{1/2} (i^{1/3} + j^{1/3})^2 \quad (4.26)$$

$$a_{ij}^g = j^{4/3} \left\{ \left[\left(\frac{i}{j}\right)^{1/3} + 1 \right]^2 \left[1 - \left(\frac{i}{j}\right)^{2/3} \right] \right\} \quad i/j < 1 \quad (4.27)$$

$$a_{ij}^t = (i^{1/3} + j^{1/3})^3 \quad (4.28)$$

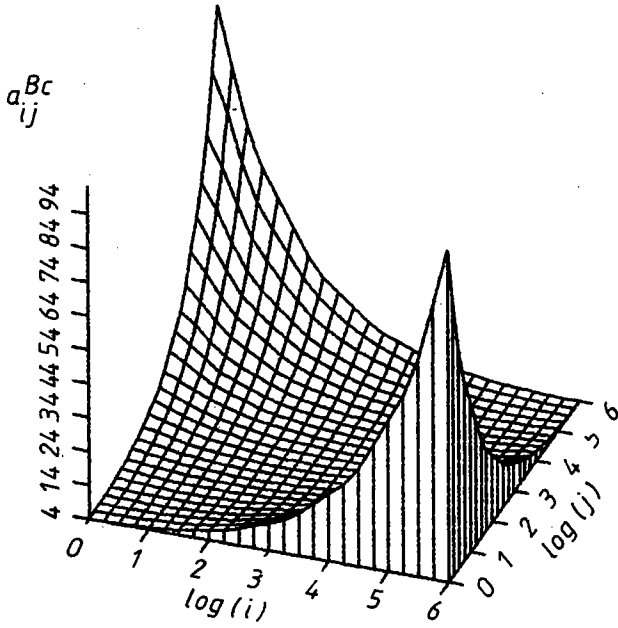
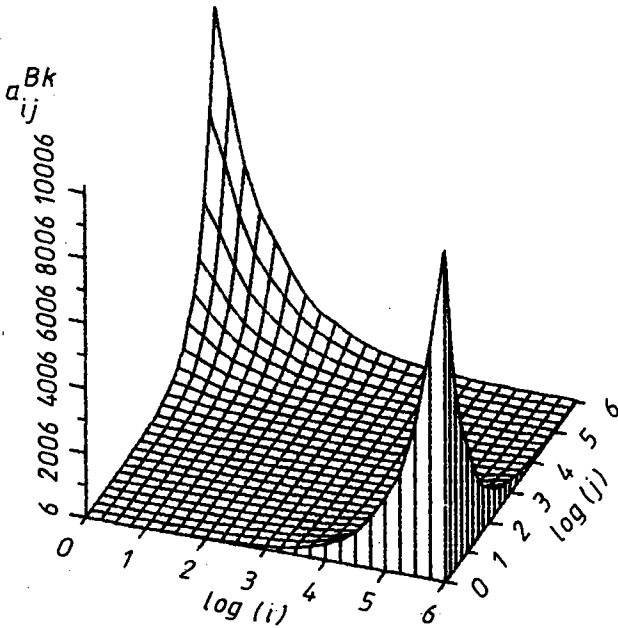
Wykresy funkcji a_{ij} przedstawiono na rys.4.1-4.4.

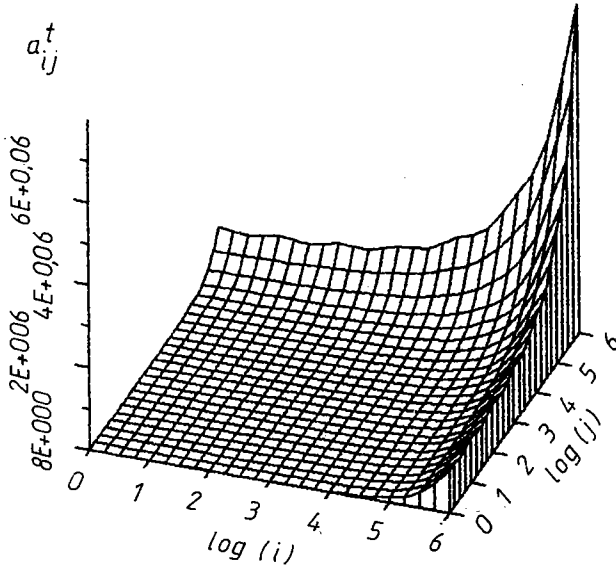
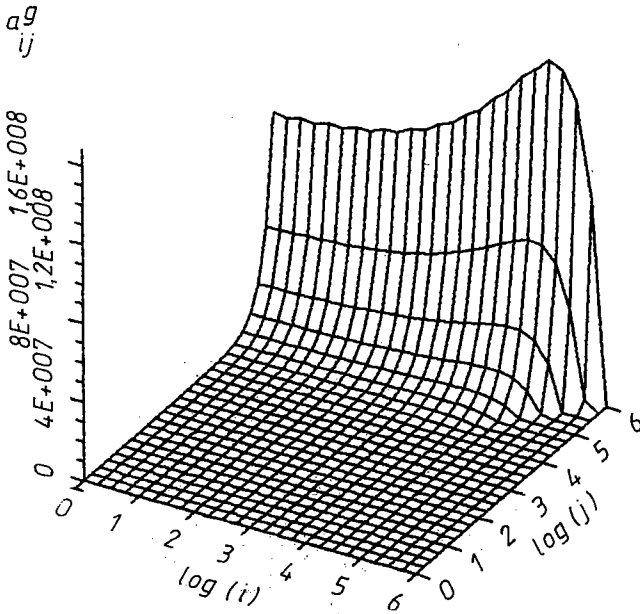
Rozważono również równania dynamiki aerozoli w przypadku, gdy występuje tylko koagulacja. Układ równań (3.6) przyjmuje wówczas postać:

$$\frac{dn_k}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{i+j=k} \beta_{ij} n_i n_j - n_k \sum_{i=1}^K \beta_{ik} n_i \quad \text{dla } k = 1, 2, \dots, \bar{K} \quad (4.29)$$

z warunkiem początkowym

$$n_k(0) = n_{k0} \quad k = 1, 2, \dots, \bar{K} \quad (4.30)$$

Rys.4.1. Wykres funkcji a_{ij}^{Bc} Rys.4.2. Wykres funkcji a_{ij}^{Bk}

Rys.4.3. Wykres funkcji a_{ij}^t Rys.4.4. Wykres funkcji a_{ij}^g

Powyższy układ równań rozwiązywano za pomocą metody Runge-Kutty czwartego rzędu wykorzystując procedurę RKINIT. Obliczenia wykonywane na komputerze IBM-PC.

Przyjęto następujące założenia i dane wejściowe:

a) cząstki aerozolowe są rozmieszczone w powietrzu o temperaturze 40°C , a ich średnice są większe od średniej drogi swobodnej w powietrzu ($\text{Kn} \ll 1$);

b) zachodzi tylko koagulacja Browna,

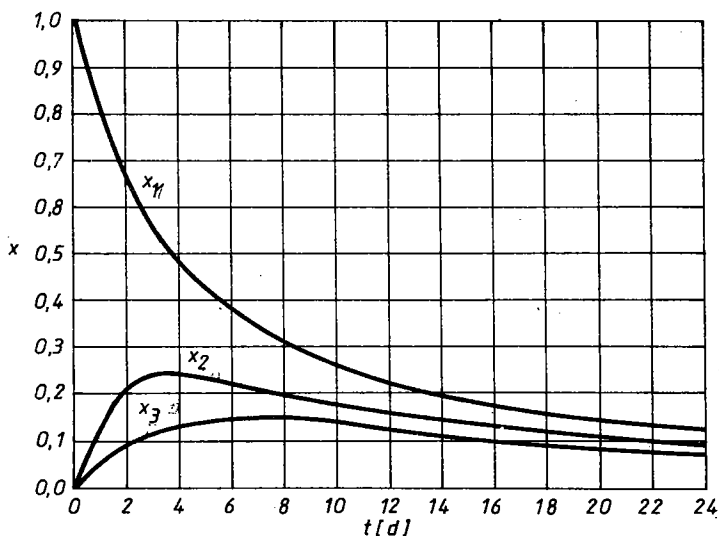
c) $n_1(0) = 10^{10}$, $n_k(0) = 0$ dla $k = 2, 3, \dots$

Wówczas

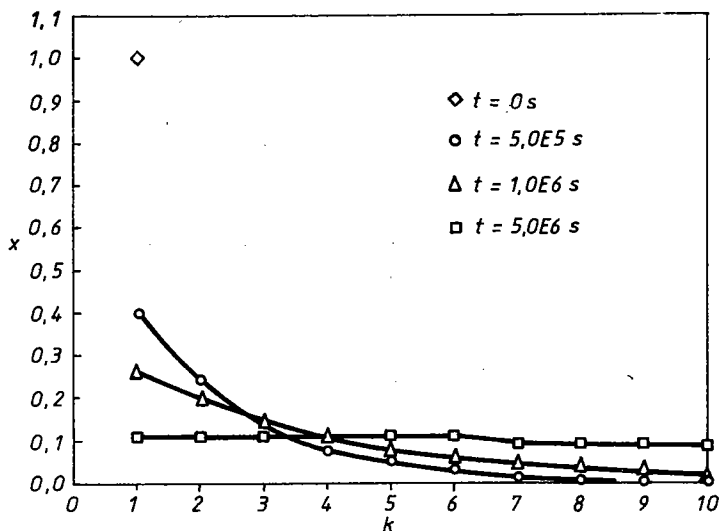
$$\beta_{ij}^{\text{Bc}} = 1,5 \times 10^{-16} \beta_{cj}^{\text{Bc}} \quad (4.31)$$

Obliczenia wykonano dla kilku wartości K . Niektóre wyniki obliczeń dla $K = 10$ przedstawiono na rys.4.5 i 4.6. Na tych rysunkach

$$x_k(t) = \frac{n_k(t)}{\sum_{k=1}^K n_k(t)} \quad (4.32)$$



Rys.4.5. Zmiany koncentracji cząstek aerozolowych w funkcji czasu



Rys.4.6. Zmiany widma objętości cząstek aerozolowych w funkcji czasu

5. OSADZANIE SIĘ AEROZOLI

Znajomość mechanizmów powodujących osadzanie się cząstek aerozoli na powierzchniach wewnętrznych budynku reaktora w czasie poważnych awarii jest niezwykle ważna dla opracowania metod ich usuwania.

Osadzanie aerozoli jest wywołane przez różne zjawiska fizyczne, takie jak:

- sedymentacja spowodowana przez siły grawitacyjne,
- termoforeza wynikająca z różnych temperatur gazu i powierzchni osadzania,
- dyfuzja cząstek spowodowana różnicą ich koncentracji w pobliżu powierzchni,
- przepływ Stefana związany z kondensacją pary na powierzchni,
- przepływ turbulentny w pobliżu powierzchni.

Dla każdego mechanizmu osadzania prędkość osadzania zależy od rozmiaru cząstki, rodzaju oraz geometrii przepływu. Prędkość osadzania jest zwykle określona teoretycznie lub ekspery-

mentalnie dla warunków, w których tylko jeden mechanizm osadzania jest dominujący. W przypadku, kiedy uwzględnienie innych mechanizmów osadzania ma istotne znaczenie, zakłada się, że prędkość osadzania jest sumą poszczególnych prędkości osadzania wynikających z tych mechanizmów (patrz (3.3)). Ponieważ zwykle jeden rodzaj osadzania dominuje, takie założenie, prawdopodobnie, nie powoduje dużych błędów. Znacznie większe błędy wynikają z zastosowania wzorów, opracowanych dla prostych geometrii, do obliczeń dla złożonych geometrii reaktora oraz w przypadku, gdy własności cząstek i warunki przepływu nie są dobrze znane.

5.1. SEDYMENTACJA

Jeśli istnieje równowaga między polem sił zewnętrznych a siłami oporu cząstek aerozolowych poruszających się w tym polu, można napisać, że

$$\underline{c} = \frac{F}{f} \quad (5.1)$$

gdzie:

\underline{c} - prędkość migracji cząstek aerozolu w polu sił [$m \cdot s^{-1}$],
 F - siła zewnętrzna [N],
 f - współczynnik tarcia [$kg \cdot s^{-1}$].

W polu grawitacyjnym siła działająca na cząstkę aerozolu wyraża się prostą zależnością:

$$F = \frac{\pi d_p^3}{6} (\rho_p - \rho) g \quad (5.2)$$

gdzie:

d_p - średnica cząstki aerozolu [m],
 ρ i ρ_p - gęstość gazu i cząstki aerozolu [$kg \cdot m^{-3}$],
 g - przyspieszenie ziemskie [$m \cdot s^{-2}$].

Współczynnik tarcia jest wielkością fundamentalną dla większości procesów transportu cząstek. Według prawa Stokesa, dla cząstek w kształcie sztywnych kulek poruszających się w płynie

ze stałą prędkością, z liczbą Reynoldsa ($c d_p / \nu$) dużo mniejszą od jedności współczynnik tarcia ma postać:

$$f = 3\pi\mu d_p \quad (5.3)$$

Muszą być przy tym spełnione jeszcze inne warunki, mianowicie: cząstki muszą znajdować się w odległości równej wielokrotności swoich średnic od powierzchni oraz muszą mieć średnice dużo większe od średniej drogi swobodnej cząsteczek gazu, która dla powietrza w temperaturze 25° wynosi około $0,065 \mu\text{m}$.

Ze zmniejszeniem się średnicy cząstek do wartości $d_p \approx \lambda$, dla danej prędkości c , opór staje się mniejszy od przewidywanego na podstawie prawa Stokesa. Dla zakresu $d_p < \lambda$ wyrażenie na współczynnik tarcia można wyprowadzić z kinetycznej teorii gazów:

$$f = \frac{2}{3} d_p^2 \rho \left(\frac{2\pi K T}{m} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{\pi\alpha}{8} \right) \quad (5.4)$$

gdzie m - masa molowa gazu.

Współczynnik α jest określony eksperymentalnie (zwykle jest bliski wartości 0,9).

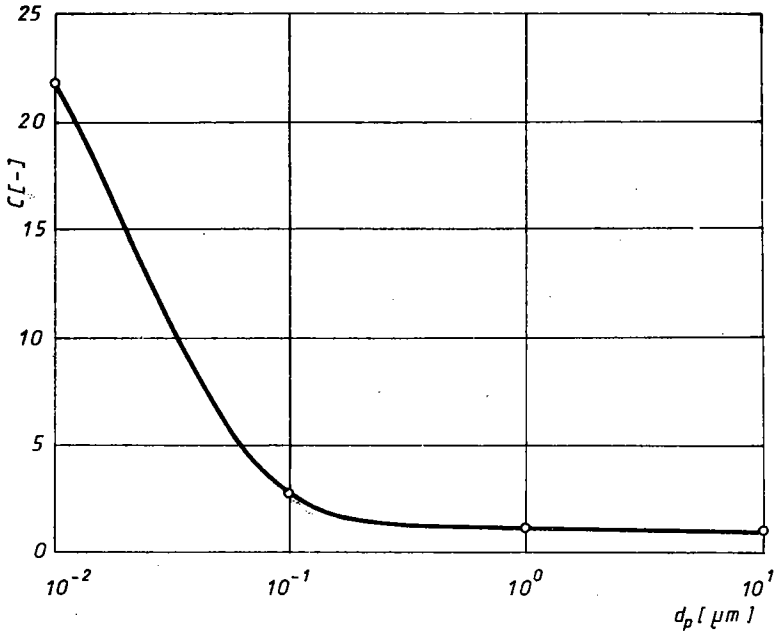
W zakresie continuum ($d_p \gg \lambda$) (prawo Stokesa) współczynnik tarcia jest proporcjonalny do średnicy cząstki, natomiast dla zakresu kinetycznego - do kwadratu średnicy. Często używa się formuły interpolacyjnej dla pokrycia całego zakresu wartości liczb Knudsena ($Kn = \frac{2\lambda}{d_p}$) od continuum do zakresu kinetycznego (free molecule range).

$$f = \frac{3\pi\mu d_p}{C} \quad (5.5)$$

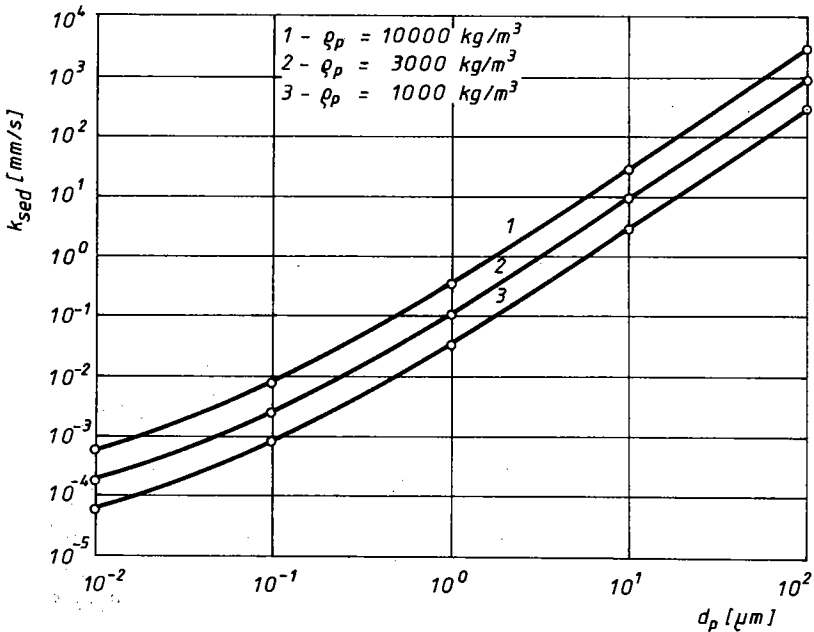
gdzie C - współczynnik poślizgu Cunninghama.

Wykorzystując zależności (5.1), (5.2) oraz (5.5) można napisać wzór określający końcową prędkość opadania cząstek aerozolu w polu grawitacyjnym:

$$k_{\text{sed}} = \frac{\rho_p g d_p^2}{18\mu} C \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p} \right) \quad (5.6)$$



Rys.5.1. Współczynnik poślizgu Cunninghama w funkcji średnicy cząstki aerozolowej



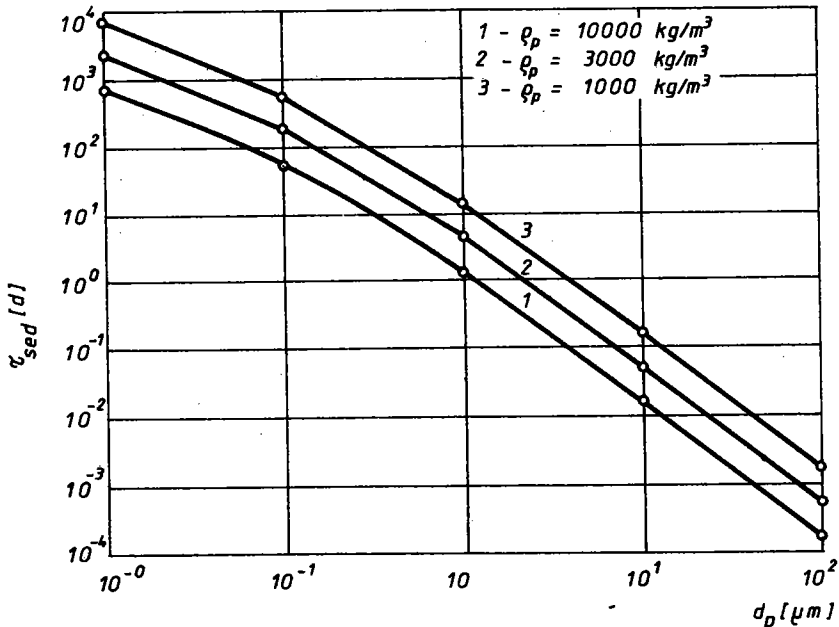
Rys.5.2. Prędkość sedymentacji w funkcji średnicy cząstki aerozolowej

Zwykle ρ/ρ_p można zaniedbać.

Na rysunkach 5.1 oraz 5.2 przedstawiono zależności współczynnika poślizgu C [3] oraz końcowej prędkości opadania k_{sed} cząstek aerozolu w funkcji średnicy cząstek. Przyjęto, że cząstki opadają w powietrzu pod ciśnieniem 0,1 MPa i w temperaturze 313 K (w tych warunkach $\mu = 1,9 \cdot 10^{-5}$ Pa·s, $\lambda = 0,064 \mu\text{m}$). Prędkość opadania obliczono dla trzech wartości gęstości cząstek: 10000, 3000 oraz 1000 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$. Wymienione wartości były przyjmowane w różnych kodach obliczeniowych, np. w kodzie TRAP-MELT lub NAUA. Ostatnia wartość ($\rho_p = 1000 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$) dotyczy wody.

Zakładając, że znajdujące się w budynku reaktora o objętości V dobrze wymieszane aerozole opadają z prędkością końcową k_{sed} na powierzchnię poziomą A , przy pominięciu innych mechanizmów osadzania można napisać (patrz (3.3)), że

$$V \frac{dn}{dt} = -A k_{sed} n \quad (5.7)$$



Rys.5.3. Stała czasu sedymentacji w funkcji średnicy aerozolowej

z wartością początkową $n(0,d)$. Stąd stała czasu sedymentacji wyraża się wzorem

$$\tau_{\text{sed}} = \frac{V}{A k_{\text{sed}}} \quad (5.8)$$

Na rysunku 5.3 pokazano zależność stałej czasu sedymentacji od średnicy aerozolu, dla różnych gęstości cząstek. Do obliczeń przyjęto objętość obudowy bezpieczeństwa $V = 50970 \text{ m}^3$ oraz powierzchnię poziomą $A = 1277 \text{ m}^2$ jak w elektrowni jądrowej Surry z reaktorem PWR (USA) [11].

Wyniki wielu badań wykazują, że duży wpływ na przyspieszenie procesu sedymentacji ma zjawisko wzrostu cząstek na skutek koagulacji lub absorpcji wody.

5.2. TERMOFOREZA

Cząstki aerozoli zawieszona w gazie, w którym istnieje gradient temperatury, przemieszczają się w kierunku spadku gradientu. Jest to zjawisko termoforezy (greckie phoros - niosący). Cząstki aerozoli są bombardowane silniej przez cząsteczki gazu posiadające większą energię kinetyczną, a słabiej - przez cząsteczki o mniejszej energii kinetycznej.

Istniejące we wnętrzu obudowy bezpieczeństwa izotopy promieniotwórcze (w postaci aerozoli) na skutek termoforezy przemieszczają się w kierunku obszarów o temperaturze niższej i w konsekwencji osadzają się na powierzchniach wewnętrznych obudowy.

Zjawisko termoforezy rozpatrywane jest przy założeniu, iż jest ono niezależne od innych zjawisk, jak koagulacja, sedymentacja itp., co, jak wiadomo, w rzeczywistości nie ma miejsca.

Znaczenie zjawiska termoforezy w procesie transportu i osadzania się cząstek aerozoli rozpatruje się dla trzech przypadków:

a) promień cząstki aerozolowej jest znacznie mniejszy od średniej drogi swobodnej cząsteczek gazu, tj. $R \ll \lambda$, wówczas $Kn \gg 1$ (zakres kinetyczny lub zakres swobodnych cząsteczek);

b) promień cząstki aerozolowej jest znacznie większy od średniej drogi swobodnej cząsteczek gazu, tj. $R \gg \lambda$, wówczas $Kn \ll 1$; w tym przypadku cząstki aerozolowe można traktować jako zawieszony w płynie (zakres continuum);

c) promień cząstki aerozolowej jest porównywalny ze średnią drogą swobodną gazu (zakres pośredni).

W programach komputerowych (TRAP-MELT, NAUA) do wyznaczania prędkości osadzania się cząstek aerozolowych na skutek zjawiska termoforezy wykorzystuje się wzór podany przez Brocka [47], wyprowadzony dla zakresu continuum i zakresu pośredniego

$$k_{\text{termof}} = - \frac{2 C_s \nu_G C \left(\frac{\lambda_G}{\lambda_i} + C_t \frac{\lambda}{R} \right)}{\left(1 + 3C_m \frac{\lambda}{R} \right) \left(1 + \frac{2\lambda_G}{\lambda} + 2C_t \frac{\lambda}{R} \right)} \frac{\nabla T}{T} \quad (5.9)$$

gdzie: C_s - współczynnik poślizgu termicznego [-],

C_m - współczynnik wymiany pędu [-],

C_t - stała akomodacji [-],

C - współczynnik Cunninghama [-],

λ - średnia droga swobodna cząsteczek gazu [m],

R - promień cząstki aerozolowej [m],

λ_G/λ_i - stosunek przewodności cieplnej gazu do przewodności cieplnej cząstki aerozolowej,

ν_G - lepkość kinematyczna gazu [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$],

T - temperatura ośrodka [K], (wewnątrz obudowy bezpieczeństwa),

∇T - gradient temperatury w warstwie przyściennej [$\text{K} \cdot \text{m}^{-1}$].

W programie TRAP-MELT przyjmuje się: $C_s = 0,75$; $C_m = 1,0$; $C_t = 2,49$; $\lambda_G/\lambda_i = 0,01$. Są to wartości zalecane przez Brocka [47]. Współczynnik Cunninghama wyznacza się ze wzoru (4.6). Temperaturę wewnątrz obudowy bezpieczeństwa reaktora wyznacza się za pomocą odpowiedniego programu. Gradient temperatury ∇T

w warstwie przyściennej określa się jako $\Delta T/\delta$, gdzie ΔT jest różnicą temperatur w warstwie przyściennej, a grubość warstwy przyściennej δ wyznacza się ze wzoru

$$\delta = \frac{D}{Nu} \quad (5.10)$$

Talbot [50] badał zależność Brocka i dobierając doświadczalnie wartości współczynników i stałych w tym wzorze umożliwił stosowanie go dla całego zakresu liczby Knudsena ($Kn = \lambda/R$). Zgodnie z zaleceniami Talbota współczynnik Cunninghama wyznacza się ze wzoru

$$C = 1 + \frac{\lambda}{R} \left(A + B e^{-\frac{C_1 R}{\lambda}} \right) \quad (5.11)$$

gdzie A, B, C_1 - współczynniki - przyjęte przez Talbota [50].

$A = 1,20$; $B = 0,41$; $C_1 = 0,88$.

Zalecane przez Talbota wartości pozostałych współczynników we wzorze (5.9) wynoszą: $C_m = 1,14$; $C_g = 1,17$; $C_t = 2,18$.

Zależność Brocka (5.9) oraz jego modyfikację zaproponowaną przez Talbota wykorzystano do wyznaczania prędkości osadzania się cząstek aerozolowych w suchym powietrzu i stałej czasu osadzania cząstek w obudowie bezpieczeństwa reaktora jądrowego po awarii. Rozważania przeprowadzono dla elektrowni jądrowej Surry z reaktorem PWR (USA) (rozd.5.1). Przyjęto objętość obudowy bezpieczeństwa $V = 50970 \text{ m}^3$ oraz powierzchnię ścian $A = 21900 \text{ m}^2$.

Jeżeli uwzględnia się tylko zjawisko termoforezy, to podane w rozdz.3 równanie (3.6) przyjmuje postać

$$V \frac{dn(t)}{dt} = -A k_{\text{termof}} n(t) \quad (5.12)$$

z warunkiem początkowym

$$n(0) = n_0 \quad (5.13)$$

Rozwiązanie równania (5.12) z warunkiem początkowym (5.13) ma postać

$$n(t) = n_0 \exp\left(-\frac{t A k_{\text{termof}}}{V}\right) \quad (5.14)$$

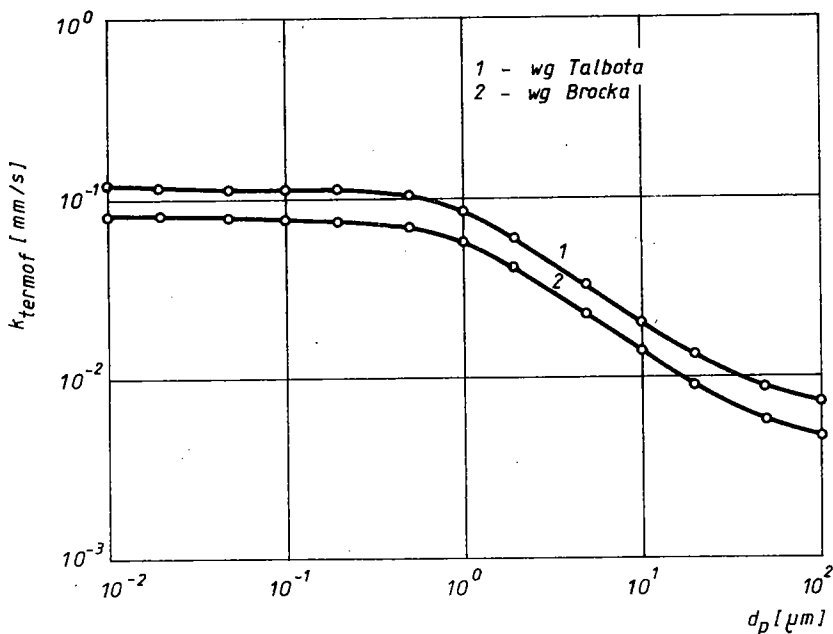
gdzie k_{termof} oznacza prędkość przemieszczania się cząstek aerozeli na skutek termoforezy, a pozostałe oznaczenia - jak w rozdz.5.1.

Stała czasu termoforezy ma postać (5.58):

$$\tau_{\text{termof}} = \frac{V}{A k_{\text{termof}}} \quad (5.15)$$

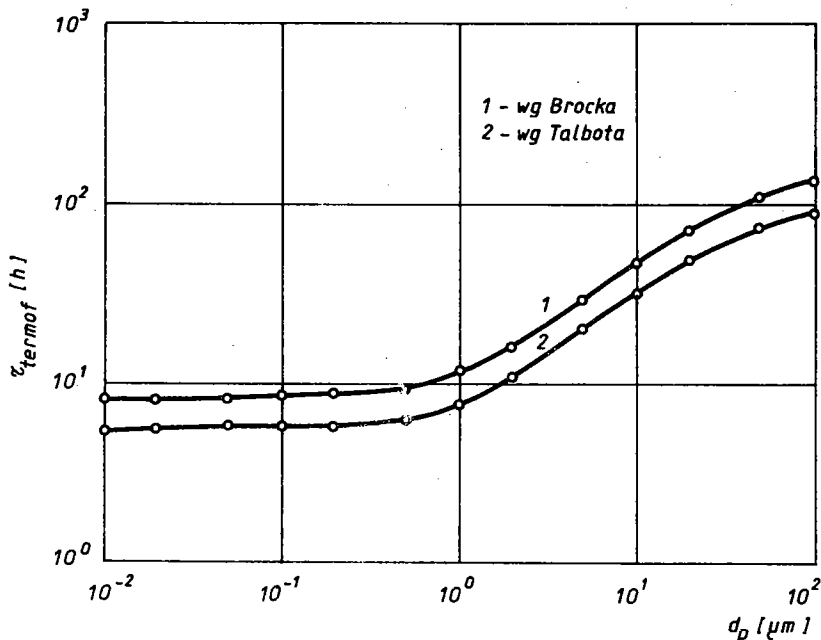
W obu przypadkach założono średnią temperaturę wewnątrz obudowy bezpieczeństwa $T = 313 \text{ K}$ i gradient temperatury w warstwie przysciennej $\nabla T = 5000 \text{ K}\cdot\text{m}^{-1}$. Wartość gradientu temperatury przyjęto na podstawie danych doświadczalnych [2]. Przyjęto średnią drogę swobodną dla suchego powietrza $\lambda = 0,065 \mu\text{m}$; $\lambda_G/\lambda_1 = 0,01$ i $v_G = 1,55 \times 10^{-5} \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$. Średnicę cząstki aerozolowej zmieniano w zakresie od $0,1 \mu\text{m}$ do $100 \mu\text{m}$.

Wyniki obliczeń prędkości osadzania cząstek aerozolowych na wewnętrznej powierzchni obudowy bezpieczeństwa przedsta-



Rys.5.4. Prędkość osadzania na skutek zjawiska termoforezy w funkcji średnicy cząstki aerozolowej

wiono na rys.5.4, a stałą czasu osadzania - na rys.5.5. Jak widać na rys.5.4, prędkości osadzania cząstek aerozolowych wyliczone z wzoru (5.9) ze stałymi zalecanymi przez Talbota są większe o kilkanaście procent od prędkości osadzania wyznaczonych przez Brocka.



Rys.5.5. Stała czasu osadzania na skutek zjawiska termoforezy w funkcji średnicy cząstki aerozolowej

5.3. OSADZANIE DYFUZYJNE

Jeżeli w ośrodku znajdują się jednorodny gaz i zawieszzone w gazie cząstki aerozoli o różnej koncentracji, to na skutek różnicy stężeń pomiędzy dwoma punktami ośrodka wystąpi zjawisko dyfuzji zgodnie z prawem Ficka. Ruch masy zachodzić będzie w kierunku spadku stężenia i będzie proporcjonalny do gradientu koncentracji cząstek aerozolowych.

Osadzanie dyfuzyjne odgrywa znaczącą rolę w procesie osadzania się cząstek aerozoli na powierzchniach wewnętrznych o budowy bezpieczeństwa.

Określenie liczby cząstek aerozolowych osadzających się na powierzchniach polega, zgodnie z teorią dyfuzji, na wyznaczeniu prądu cząstek przy powierzchni

$$|\underline{J}| = -|D \nabla n| = -D \frac{\partial n}{\partial \eta} \quad (5.16)$$

gdzie pochodna jest liczona względem normalnej do powierzchni. Zakłada się, że przy powierzchni istnieje cienka dyfuzyjna warstwa przyścienna i że koncentracja $n(v,t)$ maleje do zera liniowo w tej warstwie. Wówczas

$$J = -D \frac{n}{\delta} \quad (5.17)$$

gdzie δ - grubość dyfuzyjnej warstwy przyściennej. Ponieważ

$$J = k_{\text{dyf}} n \quad (5.18)$$

zatem prędkość osadzania dyfuzyjnego wynosi

$$k_{\text{dyf}} = \frac{D}{\delta} \quad (5.19)$$

W większości obecnie stosowanych programów komputerowych przyjmowane są dość dowolne wartości δ . W programie NAUA przyjmowana jest wartość 0,1 mm [48], zaś w programie CONTAIN 0,01 mm [31,34,40]. Były również prowadzone badania doświadczalne grubości dyfuzyjnej warstwy przyściennej [49]. Wyniki tych badań przedstawiono w tabl.5.1.

T a b l i c a 5.1

Zmierzone wartości grubości dyfuzyjnej warstwy przyściennej

Średnica d_p cząstki [μm]	0,01	0,06	0,10	0,22	0,50	0,76	1,10	2,00
Grubość war- stwy δ [mm]	4,00	2,60	1,20	0,80	0,87	0,68	0,44	0,06

Współczynnik dyfuzji cząstek aerozolu D [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$] wyznacza się ze wzoru [3]

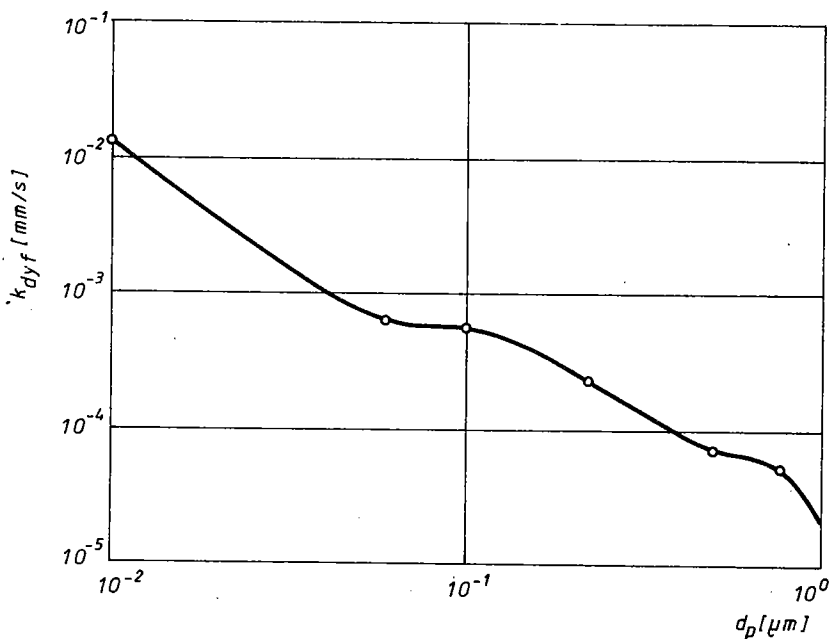
$$D = \frac{k T C}{3\pi \mu d_p} \quad (5.20)$$

gdzie:

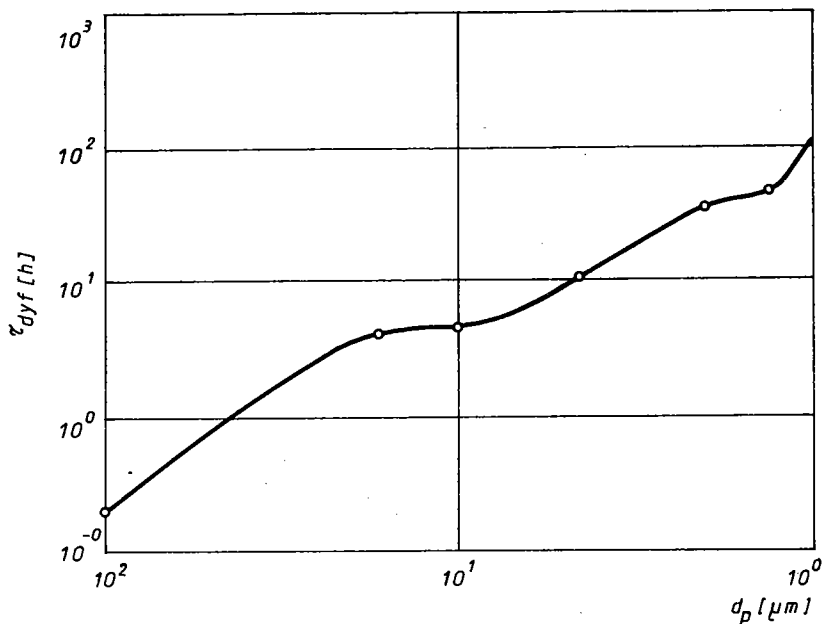
k - stała Boltzmann, $1,38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$,

T - temperatura bezwzględna [K].

Prędkość osadzania dyfuzyjnego k_{dyf} [$\text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$], w zależności od średnicy cząstki aerozolowej d_p , oszacowano wykorzystując zależność (5.19). Współczynnik dyfuzji D wyznaczano z zależności (5.20), a grubość dyfuzyjnej warstwy przysciennej δ brano z tabl.5.1. Wyniki przedstawiono na rys.5.6. Na rys.5.7 przedstawiono stałą czasu osadzania dyfuzyjnego τ_{dyf} , w zależności od średnicy cząstki aerozolowej d_p , dla elektrowni jądrowej Surry (USA).



Rys.5.6. Prędkość osadzania dyfuzyjnego w funkcji średnicy cząstki aerozolowej



Rys. 5.7. Stała czasu osadzania dyfuzyjnego w funkcji średnicy cząstki aerozolowej

5.4. OSADZANIE TURBULENTNE

Przepływ turbulentny charakteryzuje się wysoce niestabilnym, fluktuacyjnym ruchem płynu. Zawieszona w gazie cząstka aerozolu uderza o ściany przewodu i osadza się na nich.

Mechanizmy osadzania w przepływie turbulentnym są różne. Jeśli cząstki aerozolu nie są bardzo duże i są elektrycznie obojętne, to dominują tu dwa mechanizmy, mianowicie: osadzanie spowodowane bezwładnością cząstek oraz dyfuzją brownowską.

Ogólnie rzecz biorąc, wpływ bezwładności rośnie wraz ze wzrostem średnicy cząstki aerozolu, a wpływ dyfuzji brownowskiej rośnie ze zmniejszaniem się średnicy cząstki.

Prędkość osadzania turbulentnego k_{tur} w konwekcji wymuszonej cząstek aerozolu na ścianach bocznych przewodu można przedstawić w postaci iloczynu prędkości dynamicznej u_* i wielkości bezwymiarowej K_t :

$$k_{tur} = u_* K_t \quad (5.21)$$

Prędkość dynamiczną gazu w ruchu turbulentnym można wyrazić wzorem

$$u_* = \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{1/2} \quad (5.22)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} \tau_w &= \frac{1}{2} \rho u^2 f_o - \text{naprężenie styczne [Pa]}, \\ \rho &- \text{gęstość gazu [kg}\cdot\text{m}^{-3}\text{]}, \\ u &- \text{średnia prędkość gazu [m}\cdot\text{s}^{-1}\text{]}, \\ f_o &- \text{współczynnik oporu.} \end{aligned}$$

Po prostym przekształceniu wzoru (5.22) prędkość dynamiczną można wyrazić również w innej postaci, mianowicie:

$$u_* = u \left(\frac{f_o}{2} \right)^{1/2} \quad (5.22^*)$$

Współczynnik oporu jest funkcją liczby Reynoldsa. Najczęściej wyrażany jest wzorem [26]

$$f_o = 0,0014 + 0,125 Re^{-0,32} \quad (5.23)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} Re &= \rho u D / \mu - \text{liczba Reynoldsa,} \\ D &- \text{średnica hydrauliczna przewodu [m]}, \\ \mu &- \text{współczynnik lepkości dynamicznej [Pa}\cdot\text{s]}. \end{aligned}$$

Z analizy wymiarowej wynika, że stosunek prędkości osadzania do wielkości u_* może być podany jako funkcja wielkości bezwymiarowej

$$t^+ = \frac{\rho_p d_p^2 C \tau_w}{18\mu^2} \quad (5.24)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} \rho_p &- \text{gęstość cząstek aerozolu [kg}\cdot\text{m}^{-3}\text{]}, \\ d_p &- \text{średnica cząstki aerozolu [m]}, \\ C &- \text{współczynnik poślizgu Cunninghama.} \end{aligned}$$

Osadzaniem się cząstek aerozolu spowodowanym bezwładnością w ruchu turbulentnym zajmowało się wielu badaczy, m.in. Liu i Agarwal, Sehmel, Friedlander i Johnstone oraz Davies. Liu i Agarwal [11,47] podali następującą korelację:

$$k_{\text{tur}} = \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{1/2} \left[6 \times 10^{-4} (t^+)^2 + 2 \times 10^{-8} \text{Re} \right] \quad \text{dla } t^+ < 10$$

oraz

$$k_{\text{tur}} = 0,1 \text{ m s}^{-1} \quad \text{dla } t^+ > 10 \quad (5.25)$$

Prędkość osadzania turbulentnego dla małych wartości t^+ w istotny sposób zależy od chropowatości powierzchni. W konsekwencji zależność (5.25) może określać prędkość osadzania ze znacznym błędem. Obecnie nie ma sposobu określania zmieniającej się chropowatości powierzchni przewodu związanej z osadzaniem się materiałów w czasie poważnych awarii reaktora jądrowego.

Jedną z opracowanych przez Sehmela korelacji dla średnic cząstek aerozoli większych od $1 \mu\text{m}$ ma następującą postać [47]:

$$K_t = 3,446 \times 10^{-11} \rho_p^{1,01} \frac{d_p^{2,1}}{D} \text{Re}^{3,02} \quad (5.26)$$

gdzie:

- ρ_p - gęstość cząstki aerozolu [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$],
- d_p - średnica cząstki aerozolu [m],
- D - średnica hydrauliczna przewodu [m].

Friedlander i Johnstone [49] podali inną korelację w odniesieniu do osadzania turbulentnego spowodowanego bezwładnością cząstek aerozolu, mianowicie:

$$K_t = \frac{1}{\left(\frac{f_0}{2} \right)^{1/2} + \left(\frac{1525}{0,81 t^+ 2} - 50,6 \right)} \quad \text{dla } t^+ < 5,6 \quad (5.27)$$

gdzie wielkość t^+ określona jest zależnością (5.24).

Badaniami nad osadzaniem turbulentnym cząstek aerozolu spowodowanym dyfuzją brownowską zajmowali się m.in. Davies oraz Wells i Chamberlain. W modelu TRAP-MELT [26] dla cząstek aerozolu mniejszych od $1 \mu\text{m}$ wykorzystano korelację Daviesa:

$$K_t = \frac{Sc^{-2/3}}{14,5 \left[\frac{1}{6} \ln \frac{(1+\phi)^2}{1-\phi+\phi^2} + \frac{1}{\sqrt{3}} \arctg \frac{2\phi-1}{\sqrt{3}} + \frac{\pi}{\sqrt{3}} \right]} \quad (5.28)$$

gdzie:

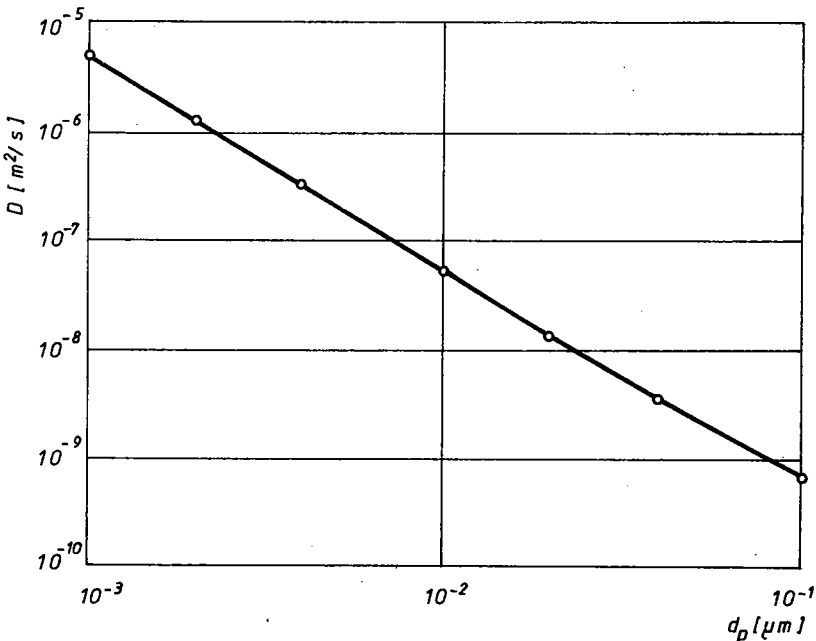
$Sc = \nu/D$ - liczba Schmidta,

$\phi = Sc^{1/3}/2,9$,

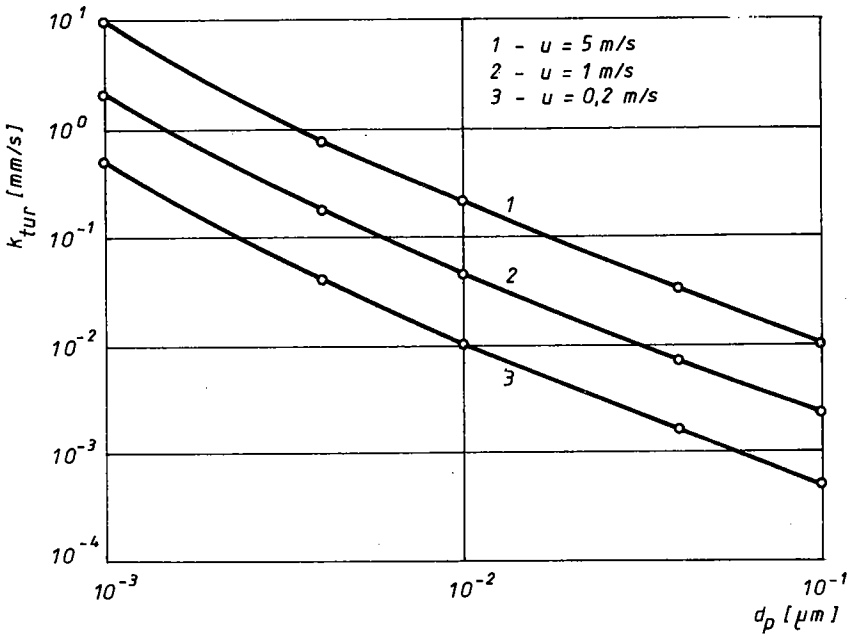
ν - współczynnik lepkości kinematycznej [m^2/s],

D - współczynnik dyfuzji cząstek aerozolu [m^2/s].

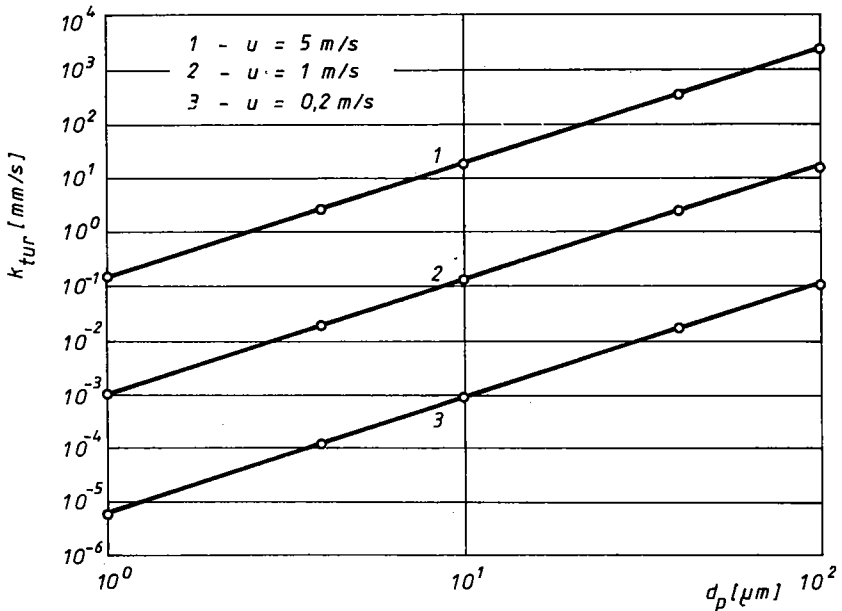
Wartości współczynnika dyfuzji dla różnych średnic cząstek aerozolu w temperaturze 40°C przedstawiono na rys.5.8.



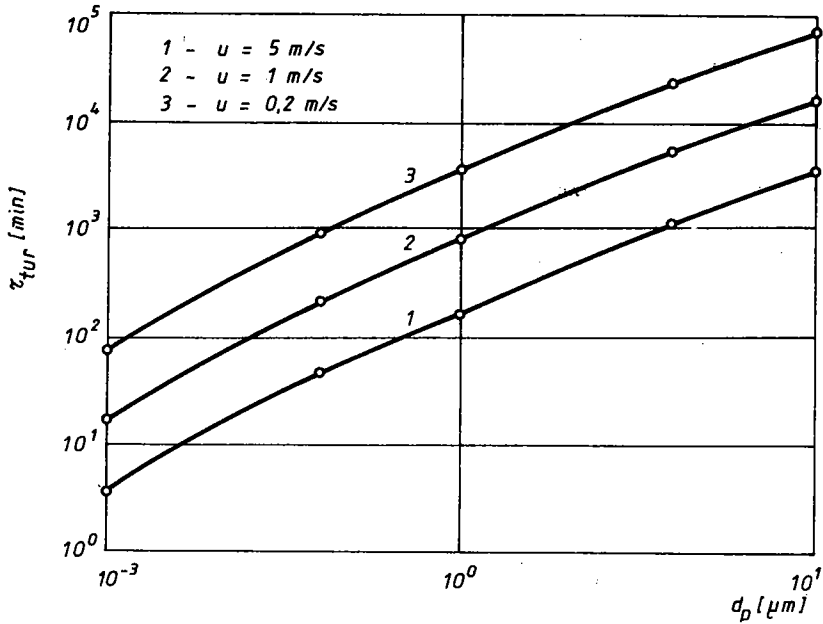
Rys.5.8. Współczynnik dyfuzji w funkcji średnicy cząstki aerozolowej



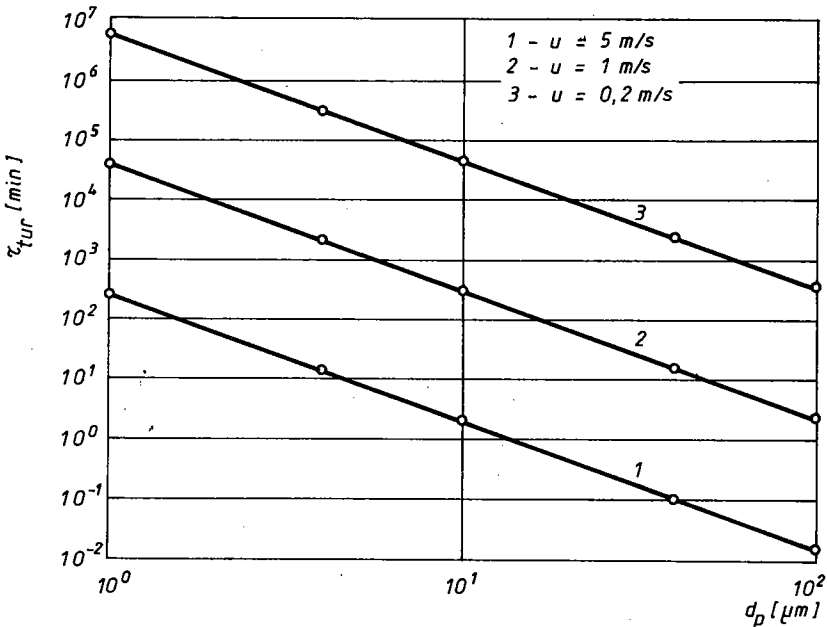
Rys.5.9. Prędkość osadzania turbulentnego w funkcji średnicy cząstki aerozolowej ($d_p = 0,001-0,1 \mu m$)



Rys.5.10. Prędkość osadzania turbulentnego w funkcji średnicy cząstki aerozolowej ($d_p = 1-100 \mu m$)



Rys. 5.11. Stała czasu osadzania turbulentnego w funkcji średnicy cząstki aerozolowej ($d_p = 0,001-0,1 \mu\text{m}$)



Rys. 5.12. Stała czasu osadzania turbulentnego w funkcji średnicy cząstki aerozolowej ($d_p = 1-100 \mu\text{m}$)

Wells i Chamberlain podali prostszą korelację odnośnie do osadzania turbulentnego cząstek aerozolu spowodowanego dyfuzją brownowską:

$$K_t = 0,2 Sc^{-2/3} Re^{-1/8} \quad (5.29)$$

Rysunki 5.9 i 5.10 ilustrują zależności prędkości osadzania turbulentnego od średnicy cząstki aerozolu oraz od prędkości przepływu gazu odpowiednio dla małych cząstek (zależności 5.21 i 5.28) i dla dużych cząstek (zależności 5.21 i 5.26).

Wykorzystując zależności (5.21), (5.26) i (5.28) obliczono stałą czasu osadzania turbulentnego τ_{tur} . Wyniki obliczeń, odpowiednio dla małych oraz dużych średnic cząstek aerozolu, przedstawiono na rys. 5.11 i 5.12.

Powyższe rozważania dotyczyły osadzania turbulentnego w konwekcji wymuszonej. Natomiast podczas poważnych awarii w układzie chłodzenia reaktora jądrowego przepływ w obudowie bezpieczeństwa jest w większości powodowany przez konwekcję swobodną. Stąd oszacowanie ilości izotopów promieniotwórczych osadzających się na bocznych ścianach w obudowie bezpieczeństwa może być obarczone dużym błędem.

Najlepszym wyjściem wg [11] jest zastosowanie wzoru (5.25), przy czym uśrednione w czasie naprężenie styczne τ_w należy określić z analogii Colburna połączonej z odpowiednią korelacją dla liczby Nusselta [11]. Analogia Colburna daje zależność

$$\frac{\tau_w}{\rho} u^2 = \frac{Nu}{Pr^{0,33}} \quad (5.30)$$

gdzie:

Nu - liczba Nusselta,

Pr - liczba Prandtla.

Dla konwekcji swobodnej w ruchu turbulentnym istnieje zależność [11]

$$Nu = 0,13 (Gr Pr)^{0,33} \quad (5.32)$$

Liczbę Grashofa określono wzorem

$$Gr = \frac{g D^2 \beta \Delta T}{2}$$

gdzie:

- g - przyspieszenie ziemskie [m.s⁻²],
- D - średnica przewodu [m],
- β - współczynnik rozszerzalności objętościowej [K⁻¹],
- ΔT - różnica temperatur płynu i ściany [K].

6. BADANIA TEORETYCZNE TRANSPORTU AEROZOLI W TRAKCIE POWAŻNYCH AWARII REAKTORÓW CHŁODZONYCH WODĄ

W trakcie poważnych awarii reaktorów chłodzonych wodą może dojść do stopienia rdzenia i do wydostania się dużych ilości izotopów promieniotwórczych na zewnątrz obudowy bezpieczeństwa. Izotopy te są unoszone z rdzenia reaktora w postaci aerozoli, tzn. w unoszonych cząstkach stałych znajduje się pewna ilość izotopów promieniotwórczych (produktów rozszczepienia).

Badania prowadzone po awarii elektrowni jądrowej Three Mile Island w 1979 r. (Harrisburg, USA) wykazały, że dotychczas nie doceniano roli osadzania się cząstek aerozolowych wewnątrz obudowy bezpieczeństwa. To spowodowało ogromny wzrost zainteresowania badaniami transportu aerozoli i ich retencji w obiegu pierwotnym reaktora i w obudowie bezpieczeństwa. Na początku lat osiemdziesiątych nastąpiła znaczna intensyfikacja badań teoretycznych i doświadczalnych w tej dziedzinie, zarówno w ramach programów krajowych i międzynarodowych. W wyniku badań teoretycznych powstało wiele programów komputerowych, które znalazły zastosowanie przy analizie awarii reaktorów jądrowych. Niżej omówiono pokrótce najbardziej rozpowszechnione programy, jak również niektóre zagadnienia związane z ich wykorzystaniem.

6.1. PROGRAMY KOMPUTEROWE

Przedmiotem badań teoretycznych jest określenie gęstości cząstek aerozolowych. Obecne możliwości obliczeniowe pozwalają na określenie gęstości $n(v,t)$, a zatem programy komputerowe dotyczą rozwiązania przybliżonego równania dynamiki aerozoli w postaci (3.5). Jest to równanie różniczkowo-całkowe zwyczajne nieliniowe. Jego rozwiązanie z zadany­m warunkiem początkowym wymaga zastosowania metod przybliżonych.

Z teorii układów aerozolowych wiadomo, że w wielu przypadkach gęstość cząstek aerozolowych $n(v,t)$ dąży asymptotycznie do pewnego rozkładu granicznego zwanego rozkładem logarytmiczno-normalnym. Często można zatem założyć, że gęstość cząstek aerozolowych jest opisana rozkładem logarytmiczno-normalnym. Rozwiązanie równania (3.5) sprowadza się wówczas do określenia parametrów tego rozkładu, a mianowicie średniej objętości i geometrycznego odchylenia standardowego. W praktyce częściej stosowana jest dyskretyzacja wymiarów (objętości) cząstek aerozolowych. Wówczas równanie (3.5) przekształca się w układ równań (3.6).

Śród programów komputerowych opartych na założeniu rozkładu logarytmiczno-normalnego można wymienić np. amerykańskie programy HAA i RETAIN [12]. W większości obecnie stosowanych programów stosuje się dyskretyzację wymiarów cząstek aerozolowych. Do tej klasy programów należą np. amerykańskie programy TRAP-MELT, RAFT, CONTAIN, brytyjski AEROSIM-M, francuski AEROSOLS/B1, japoński REMOVAL itd. [12,47]. W większości obecnie stosowanych programów komputerowych uwzględnione są wszystkie podstawowe zjawiska fizyczne dotyczące koagulacji (koagulacja Browna, grawitacyjna i burzliwa) oraz osadzania (sedymentacja, dyfuzja Browna i burzliwa, dyfuzjoforeza i osadzanie turbulentne). Uwzględnia się również kondensację pary na cząstkach aerozolowych oraz parowanie wody z nich. Stosowane są zależności podane w poprzednich rozdziałach.

Określenie współczynników osadzania oraz jąder koagulacji wymaga znajomości wielu wielkości cieplno-przepływowych, jak lepkość, przewodność cieplna, współczynniki dyfuzji itp. Do

ich wyznaczenia konieczna jest z kolei znajomość temperatury i ciśnienia w rozważanej objętości. Wymaga to rozwiązania równań mechaniki płynów, wymiany ciepła i masy itp. W programach komputerowych z zakresu dynamiki aerozoli wykorzystywane są wyniki otrzymane przy pomocy programów komputerowych do analiz ciepłno-przepływowych. Tak na przykład program TRAP-MELT [26, 37, 45] z zakresu dynamiki aerozoli współpracuje z programem MARCH do analiz ciepłno-przepływowych w obiegu chłodzenia reaktora [32]. Stosowane są również programy komputerowe zintegrowane do analizy poważnych awarii. Przykładem może być program CONTAIN [31, 34, 40], jednym z elementów którego jest program MAEROS z zakresu dynamiki aerozoli.

Warto zauważyć, że chociaż zjawiska transportu aerozoli są takie same w obiegu chłodzenia reaktora, jak i wewnątrz obudowy bezpieczeństwa, to jednak wygodniej jest stosować oddzielne programy komputerowe w obu przypadkach. Tak np. programy TRAP-MELT i RAFT [10, 12] stosowane są do obliczeń dla obiegu chłodzenia reaktora, a programy CONTAIN, NAUA czy RETAIN - dla obudowy bezpieczeństwa reaktora.

W rdzeniu reaktora jądrowego znajduje się ponad tysiąc różnych izotopów wewnątrz elementów paliwowych (produkty rozszczepienia), w materiałach konstrukcyjnych, chłodziwie i jego zanieczyszczeniach itp.). W przypadku stopienia się rdzenia reaktora większość z nich wydostaje się na zewnątrz w postaci aerozoli. Aerozole powstają również w wyniku oddziaływania stopionego rdzenia z betonem wewnątrz obudowy bezpieczeństwa. Uwzględnienie w obliczeniach wszystkich izotopów jest niemożliwe, a gdyby nawet było możliwe, byłoby niecelowe.

W obecnie stosowanych programach komputerowych uwzględnia się od kilku do kilkudziesięciu grup materiałów, biorąc pod uwagę również dostępność danych.

W programie TRAP-MELT [12] uwzględnia się 10 grup materiałów, a mianowicie: 1) gazy szlachetne, 2) CsI (łącznie z Br i jego związkami), 3) CsOH (łącznie z Rb i jego związkami), 4) Te (łącznie z Se i Sb i ich związkami), 5) Sr, 6) Ba, 7) metale szlachetne, 8) pierwiastki ziem rzadkich (łącznie z produktami rozszczepienia i Zr), 9) Ce (łącznie z Np i Pu) i 10) materiały konstrukcyjne.

W programie RAFT [12] uwzględnia się 9 pierwiastków (Cs, I, Te, In, Cd, H, O, Ag, gazy szlachetne), które występują w 20 związkach (Cs, CsI, CsOH, I, I₂, HI, Te, Te₂, TeO, TeO₂, Ag, In, Cd, H, H₂, OH, H₂O, O, O₂, gazy szlachetne).

Biblioteka danych programu CONTAIN [34] zawiera dane dla 50 materiałów, z których można wybrać 8 składników aerozoli.

Cząstki aerozolowe składają się, jak widać, z różnych składników. Stosowane równania dynamiki aerozoli są zatem uogólnieniem układów równań (3.6) lub (3.7). Wyprowadzenie i omówienie układów równań dla wieloskładnikowych aerozoli przedstawiono np. w [13] i [12].

Średnice cząstek aerozolowych powstających w wyniku stopienia rdzenia zawierają się w bardzo szerokich granicach (od ok. 0,01 μm do ok. 100 μm), zatem zagadnienie dyskretyzacji wymiarów cząstek ma istotne znaczenie. Podobnie jak w teorii transportu neutronów, istotne znaczenie ma wybór liczby grup wymiarów (objętości) i granic przedziałów. Problem ten jest omawiany w wielu pracach, np. w [13,14]. Liczba stosowanych grup zawiera się zwykle w przedziale od kilku do około dwudziestu [34]. Obliczenia stałych grupowych są dość kosztowne. Tak np. obliczenie stałych grupowych dla 20 grup w programie CONTAIN zajmuje około 10 sekund pracy centralnego procesora komputera CRAY [34].

Układ równań dynamiki aerozoli jest układem równań różniczkowych zwyczajnych. W obecnie stosowanych programach komputerowych wykorzystane są najczęściej standardowe metody rozwiązania, jak metody Eulera, Runge-Kutty, Geara itp.

W trakcie rozwiązywania układów równań (3.6) lub (3.7) występują poważne trudności związane z tym, że różne zjawiska przebiegają z różną prędkością. Stosunkowo powoli przebiegają zjawiska osadzania cząstek aerozolowych. Znacznie szybciej przebiega kondensacja pary na cząstkach aerozolowych i jej ponowne odparowanie. Szybko przebiega również koagulacja cząstek aerozolowych. Wynikają stąd oczywiste trudności związane z wyborem kroku całkowania. W związku z tym w programach komputerowych stosuje się odpowiednią strategię kolejności całkowania równań i wyboru kroku całkowania [45,48].

T a b l i c a 6.1

Programy komputerowe do obliczeń transportu i retencji aerozoli w obiegu pierwotnym (TRAP-MELT, RAFT) i obudowie bezpieczeństwa (MAEROS, NAUA, RETAIN) reaktorów chłodzonych wodą

	TRAP-MELT	RAFT	MAEROS	NAUA Mod 5	RETAIN
Koagulacja					
Browna	+	+	+	+	+
grawitacyjna	+	+	+	+	+
burzliwa	+	+	+	+	+
Osadzanie					
sedymantacja	+	+	+	+	+
dyfuzja Browna	+	+	+	+	+
dyfuzja burzliwa	+	-	-	-	+
turbulentne	+	-	+	+	+
dyfuzjoforeza	-	-	+	+	-
Kondensacja i parowanie					
	+	+	+	+	+
Zraszanie					
	0	0	+	-	+
Maksymalna liczba grup materiałów					
	10	20	8	50	10
Założony rozkład logarytmiczno normalny					
	-	-	-	-	+
Literatura					
	10, 11, 12	10, 12	10, 11	11, 12	12, 16
	16, 17, 26		12, 17	15-16	47
	37, 44, 45		31, 34	17, 18	
	48		41, 44	41, 44	
			48	48	

Podstawowe dane dotyczące najbardziej rozpowszechnionych programów komputerowych przedstawiono w tabl.6.1.

6.2. OBLICZENIA

Przy wykonywaniu obliczeń transportu i retencji aerozoli konieczna jest znajomość wartości początkowych oraz wielu danych wejściowych. Warunki początkowe określają liczbę cząstek aerozolowych w jednostkowej objętości oraz rozkład ich wymiarów, tj. średnic lub objętości. Liczba cząstek aerozolowych może dochodzić do $5 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3}$ [12]. Masa cząstek aerozolowych w jednostkowej objętości w warunkach poważnych awarii reaktorów chłodzonych wodą może osiągać wartości do 4000 g m^{-3} (takie wartości otrzymano z obliczeń dla obiegu pierwotnego reaktora PWR przy użyciu programu TRAP-MELT) w obiegu chłodzenia reaktora [47] i od około $0,2 \text{ g} \cdot \text{m}^{-3}$ do około $80 \text{ g} \cdot \text{m}^{-3}$ wewnątrz obudowy bezpieczeństwa [17]. Rozpatrywany zakres średnic cząstek aerozolowych zawiera się najczęściej w przedziale od $0,05 \mu\text{m}$ [47] lub $0,1 \mu\text{m}$ [34] do $100 \mu\text{m}$ [48]. W większości obliczeń zakłada się logarytmiczno-normalny rozkład średnic. Przyjmowane wartości średniej średnicy zawierają się w przedziale od $0,1 \mu\text{m}$ do $10 \mu\text{m}$, a wartości geometrycznego odchylenia standardowego w przedziale od 1,5 do 2,9 [12,17,16]. Wartości masy właściwej cząstek przyjmowane są najczęściej w przedziale od $4000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ do $10000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ [12,48]. Wartości przewodności cieplnej przyjmowane w różnych pracach mieszczą się zwykle w przedziale od $10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ do $100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ [12], a stosunek przewodności cieplnej gazu do przewodności cieplnej cząstek aerozolowych często bywa przyjmowany jako 0,01 [48].

Przy obliczeniach osadzania się cząstek aerozolowych na powierzchniach konieczna jest znajomość grubości warstw przyściennych. Grubość dyfuzyjnej warstwy przyściennej przyjmowana jest w zakresie od $0,01 \text{ mm}$ [34] do $0,1 \text{ mm}$ [12]. W przypadku cieplnej warstwy przyściennej spotyka się wartości rzędu 2 mm [12].

Przy obliczeniach koagulacji burzliwej konieczna jest znajomość prędkości dyssypacji energii przy ruchu burzliwym gazu.

Wielkość tę jest bardzo trudno wyznaczyć. W literaturze spotyka się oszacowania tej wielkości w zakresie od około 5×10^{-4} W·kg⁻¹ do około 0,1 W·kg⁻¹ [3,12,34].

Obecnie zgromadzono znaczny zasób wiedzy i doświadczeń w zakresie obliczeń transportu i retencji produktów rozszczepienia w postaci aerozoli w obiegu chłodzenia i obudowie bezpieczeństwa reaktorów chłodzonych wodą. Obliczenia te prowadzono dla różnych sytuacji awaryjnych różnych reaktorów przy użyciu różnych programów komputerowych. Omówienie doświadczeń w tej dziedzinie można znaleźć w literaturze, np. w [10,11,12,13,16,17-22,31,40,48].

Warto zwrócić uwagę na organizację tych badań. Prowadzone są one dla szeregu wybranych problemów testowych, które są analizowane przez różne zespoły w różnych krajach przy użyciu różnych programów komputerowych. Przywiązuje się również znaczenie do analizy zależności utrzymywanych wyników od poczynionych założeń i uproszczeń, przyjętych warunków początkowych, przyjętych opisów zjawisk fizycznych i metod rozwiązania. Istotne znaczenie ma porównanie wyników obliczeń z wynikami badań doświadczalnych.

7. PROGRAMY DOŚWIADCZALNE

Zrealizowano już wiele programów doświadczalnych dotyczących badań nad zachowaniem się aerozoli w czasie poważnych awarii w budynku reaktora jądrowego. Celem tych programów jest dostarczenie danych potrzebnych do weryfikowania kodów obliczeniowych.

Jednym z takich programów jest NSPP (Nuclear Safety Pilot Plant) przedsięwzięty w Oak Ridge National Laboratory w USA. Jego celem było przeprowadzenie badań doświadczalnych prędkości osadzania się cząstek aerozoli w obudowie bezpieczeństwa reaktora jądrowego. Cząstki aerozoli wykonano z U_3O_8 , Fe_2O_3 oraz z cementu wapniowego. Są one wdychiwane do zbiornika o

objętości $38,3 \text{ m}^3$, wypełnionego mieszaniną powietrza i pary lub suchym powietrzem. Dużo uwagi poświęcono badaniom wpływu względnej wilgotności powietrza na prędkość usuwania cząstek oraz na inne wielkości charakterystyczne aerozoli. Obecność pary wodnej w powietrzu powoduje przyspieszenie usuwania cząstek aerozoli. Np. usuwanie cząstek ze zbiornika (przy założeniu współczynnika dekontaminacji równego 100) trwa około 150 minut w przypadku, kiedy ośrodkiem aerozolu jest mieszanina parowo-powietrzna (o pewnym składzie), i około 350 minut, gdy ośrodkiem jest suche powietrze. Usuwanie cząstek aerozoli ze zbiornika w tym doświadczeniu odbywało się w wyniku sedymentacji.

Innym poważnym programem doświadczalnym demonstrującym zachowanie się aerozoli jest DEMONA. Program został podjęty w Battelle Frankfurt Laboratories (RFN). Jego celem było badanie procesu naturalnego usuwania cząstek aerozoli oraz weryfikowanie kodu obliczeniowego NAUA. Cząstki aerozoli otrzymywano z par metali (Ag, Fe, U, Sn, Zr) uzyskiwanych w płomieniu plazmowym. Aerozole wprowadzono do modelu budynku bezpieczeństwa reaktora Biblis wykonanego w skali $1/4$ (o objętości 640 m^3). Początkowa koncentracja cząstek aerozolu wynosiła 20 g/m^3 . Przeprowadzono serię badań zarówno w stanie zimnym zbiornika, jak i po jego podgrzaniu. Stanowisko badawcze było bogato wyposażone w różnego rodzaju przyrządy pomiarowe, jak np.: filtry, impaktory, spektrometry optyczne, mierniki wykorzystujące absorpcję światła przez aerozole i inne, służące do określania koncentracji aerozoli oraz widma ich wymiarów.

Innym dużym programem doświadczalnym jest LACE (LWR aerosol containment experiments) [10]. Był on podjęty w Hanford Engineering Development Laboratory oraz sponsorowany przez międzynarodowe konsorcjum zorganizowane przez EPRI (Electrical Power Research Institute) w Palo Alto w Kalifornii. Program obejmuje wiele dużych testów odnoszących się do pewnych sytuacji awarii budynku bezpieczeństwa. Cząstki aerozolu użyte w doświadczeniach były wykonane z następujących materiałów: MnO lub $\text{Al}(\text{OH})_3$ - jako substancji nierozpuszczalnych w wodzie.

NaOH lub $\text{Cs}(\text{OH})$ - jako substancji rozpuszczalnych w wodzie.

Były one używane oddzielnie lub w kombinacji dwóch materiałów. Uzyskano cząstki o średnicach aerodynamicznych $1,64 \mu\text{m}$ z geometrycznym odchyleniem standardowym 1,91. Gazowym ośrodkiem nośnym była mieszanina powietrza i pary wodnej lub mieszanina azotu i pary wodnej o temperaturze od 111°C do 300°C . Stanowisko badawcze odnoszące się do sytuacji awaryjnej składało się z rury o średnicy 63 mm, długości 30 m, z kilkoma kolankami oraz ze zbiornika o pojemności 852 m^3 . Inne badania były prowadzone na stanowisku składającym się z przewodu o średnicy od 150 do 250 mm, o długości od 5 do 7 m, z otworem o średnicy 18 mm.

Inny program - Marviken jest dużym programem doświadczalnym podjętym w elektrowni jądrowej w Marviken (Szwecja), sponzorowanym przez NRC (Nuclear Regulatory Commission), EPRI oraz przez osiem państw. Celem tego programu jest lepsze poznanie zjawiska transportu i osadzania się aerozoli o wysokiej koncentracji (100 g/m^3) wytwarzanych w warunkach stopienia rdzenia reaktora jądrowego. Cząstki aerozoli zostały wykonane m.in. z jodku cezu, wodorotlenku sodu oraz z telluru (po odparowaniu w płomieniu plazmowym skondensowane w parze wodnej). W pierwszych doświadczeniach wprowadzono te cząstki bezpośrednio do stabilizatora ciśnienia i mierzono retencję w stabilizatorze, zbiorniku zrzutowym i w rurach łączących. W następnych eksperymentach cząstki aerozoli wykonane z metali (Fe, Cr, Ag, Cd) wprowadzono do zbiornika symulującego zbiornik reaktora. Wyniki doświadczeń zostały wykorzystane w kodzie komputerowym TRAP-MELT.

Oprócz wyżej omówionych dużych programów doświadczalnych zrealizowano wiele małych eksperymentów obejmujących zjawisko transportu, osadzania i ponownego zawieszania cząstek aerozoli w nośniku gazowym oraz wychwyty produktów rozszczepienia przez aerozole. Przykładem takiego eksperymentu może być HEVA prowadzony w Cadarache we Francji.

LITERATURA

1. Chróściel S., Juda J.: Ochrona powietrza atmosferycznego. WNT, Warszawa, 1974.
2. Davies C.N. (Ed.): Aerosol science. Academic Press. London and New York, 1966.
3. Friedlander S.K.: Smoke, dust and haze. Fundamentals of aerosol behavior. J. Wiley and Sons, New York, London, 1977.
4. Fuks N.A.: Fizika aerzolej. Izd. A.N. SSSR, Moskwa 1955.
5. Hidy G.M., Brock J.R.: The dynamics of aerocolloidal systems, Pergamon Press. New York, 1970.
6. Miednikow E.P.: Turbulentnyj pierienos i osazdienije aerzolej. Nauka, Moskwa 1981.
7. Pruppacher H.R., Klett J.D.: Microphysics of clouds and precipitation. D.Reidel Publishing Company. Dordrecht, Holland, 1987.
8. Warych J.: Oczyszczanie przemysłowych gazów odlotowych. WNT, Warszawa, 1988.
9. Wiśniewski S.: Wymiana ciepła. PWN, Warszawa, 1988.
10. Proceedings of an international symposium on severe accidents in nuclear power plants. IAEA and NEA. Sorrento, 21-25 March 1988. IAEA, Vienna 1988.
11. Report to the American Physical Society of the study group on radionuclide release from severe accidents at nuclear power plants. Rev. Mod. Phys., Vol.57, No 3, Part II, July 1985.
12. Source term evaluation for accident conditions. Proceedings of an international symposium on source term evaluation for accident conditions. IAEA, Columbus, Ohio, 28 Oct.-1 Nov. 1985, IAEA, Vienna 1986.
13. EUR-10584
Steam condensation modelling in aerosol codes, 1986, 75 p.
14. IAEA-TECDOC-451
Some practical implications of source term reassessment, March 1988, 45 p.
15. KfK-3554
NAUA Mod 4
Aug. 1983, 69 p.
16. KfK-3800 (CSNI-95)
Proceedings of the CSNI specialist meeting on nuclear aerosols in reactor safety.
Feb. 1985, 566 p.
17. NUREG-0772
Technical bases for estimating fission product behavior during LWR accidents.
June 1981, 343 p.

18. NUREG-0956-Final
Reassessment of the technical bases for estimating source terms.
Final report.
July 1986, 370 p.
19. NUREG-1150-Vol. 1.
Reactor risk reference document: Main Report. Draft for comment.
Feb. 1987, 363 p.
20. NUREG-1150-App.A-I-Vol.2.
Reactor risk reference document. Appendices A-I. Draft for comment.
Feb. 1987, 303 p.
21. NUREG-1150-App. J-0-Vol.3.
Reactor risk reference document. Appendices J-0. Draft for comment.
Feb. 1987, 531 p.
22. NUREG-1079
Estimates of early containment loads from core melt accidents.
Dec. 1985, 288 p.
23. NUREG/CP-0027
Proceedings of the international meeting on thermal nuclear reactor safety.
Vol.1. Feb. 1983, 753 p.
Vol.2. Feb. 1983, 753 p.
Vol.3. Feb. 1983, 715 p.
24. NUREG/CP-0071
Transactions of the thirteenth water reactor safety research information meeting. Summaries.
Oct. 1985, 296 p.
25. NUREG/CP-0076
Proceedings of the third workshop on containment integrity,
Aug. 1986, 566 p.
26. NUREG/CR-0632
TRAP-MELT user's manual.
Jan. 1979, 64 p.
27. NUREG/CR-1219
Analysis of the TMI accident and alternative sequences.
Jan. 1980, 107 p.
28. NUREG/CR-2326
Calculations of reactor accident consequences.
Version 2. CRAC 2.
Feb. 1983, 146 p.
29. NUREG/CR-2507
Background and derivation of ANS-5,4 standard fission product release model.
Jan. 1982, 160 p.
30. NUREG/CR-2552
CRAC 2 model description.
March 1984, 98 p.

31. NUREG/CR-3310
Testing of the CONTAIN code.
April 1984, 198 p.
32. NUREG/CR-3988
MARCH 2 (Meltdown accident response characteristics) code
description and user's manual.
Sept. 1984, 419 p.
33. NUREG/CR-3920
CORCON-MOD 2: A computer program for analysis of molten
core-concrete interactions.
Aug. 1984, 196 p.
34. NUREG/CR-4085
User's manual for CONTAIN 1.
May 1985, 347 p.
35. NUREG/CR-4172
User's guide for MERGE.
March 1985, 42 p.
36. NUREG/CR-4173
CORSOR user's manual.
March 1985, 56 p.
37. NUREG/CR-4205
TRAP-MELT 2 user's manual.
May 1985, 71 p.
38. NUREG/CR-4214
Health effects model for nuclear power plant accident
consequence analysis.
July 1985, 353 p.
39. NUREG/CR-4308
VANESA
July 1986, 473 p.
40. NUREG/CR-4343
Integrated severe accident containment analysis with the
CONTAIN computer code.
Dec. 1985, 127 p.
41. NUREG/CR-4388
Aerosol behavior modeling.
Oct. 1985, 75 p.
42. NUREG/CR-4550
Analysis of core damage frequency from internal events.
Vol. 1. Sept. 1987, 292 p.
Vol. 3. Nov. 1986, 463 p.
Vol. 4. Oct. 1986, 663 p.
Vol. 5. Feb. 1987, 422 p.
Vol. 6. Apr. 1987, 1169 p.
Vol. 7. Oct. 1986, 103 p.
43. NUREG/CR-4551
Evaluation of severe accident risks and the potential for
risk reduction.
Vol. 1. Feb. 1987, 719 p.
Vol. 2. Feb. 1987, 518 p.

44. NUREG/CR-4587
Source term code package: A user's guide (MOD 1).
July 1986, 274 p.
45. NUREG/CR-4677
TRAP-MELT 2 code: Development and improvement of transport modeling.
July 1986, 88 p.
46. NUREG/CR-4781
Study of severe accident mitigation systems.
May 1987, 700 p.
47. NUREG/1264
Measurement of aerosol deposition rates in turbulent flows.
Feb. 1980, 31 pp.
48. ORNL-TM-8842
Review of the status of validation of the computer codes used in the severe accident source term.
April 1985, 477 p.
49. Park J.W., Loyalka S.K.: Role of spatial inhomogeneities in source term aerosol dynamics. Nucl. Sci. Eng., 101, 269-279 March (1989).
50. Talbot L. et al.: Thermophoresis of particles in a heated boundary layer. J.Fluid Mech. (1980), V.101, part 4, pp. 737-758.

АНАЛИЗ ТРАНСПОРТА И ОСАЖДЕНИЯ АЭРОЗОЛЕЙ
В ЗАЩИТНОЙ ОБОЛОЧКЕ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА, ОХЛАЖДАЕМОГО ВОДОЙ

К р а т к о е с о д е р ж а н и е

В работе описываются главные физические явления, связанные с транспортом и осаждением аэрозолей. Приводятся основные данные, касающиеся Броуновской, гравитационной и турбулентной коагуляции. Рассматриваются главные механизмы осаждения частиц аэрозолей на поверхностях, например, такие, как седиментация, диффузия Броуна, турбулентная диффузия и термофорез. Приводятся результаты предварительных вычислений. Описываются компьютерные программы и экспериментальные программы для анализа серьезных аварий ядерных реакторов.

ANALYSIS OF TRANSPORT AND RETENTION OF AEROSOLS
IN CONTAINMENT OF WATER-COOLED NUCLEAR REACTOR

S u m m a r y

The main phenomena connected with transport and retention of aerosols have been described. The basic data on Brownian,

gravitational and turbulent coagulation have been presented. The principal mechanisms of deposition of aerosol particles on surfaces, including sedimentation; Brownian and turbulent diffusion, and thermophoresis have been considered. The results of preliminary calculation have been shown. The computer codes and the experimental programs in the field of analysis of severe accidents of nuclear reactors have been briefly described.