

*Tadeusz Szponder**

OKREŚLENIE KRYTERIUM OPTIMALNYCH PARAMETRÓW PRACY DYSZ ZRASZAJĄCYCH DO STRĄCANIA PYŁÓW Z POWIETRZA KOPALNIANEGO

1. Wstęp

Pyły występujące w powietrzu kopalnianym stanowią jedno z najistotniejszych zagrożeń dla zdrowia i życia — stąd konieczność stosowania metod i środków niezbędnych do zwalczania zapylenia. Metoda mokra, a ściślej formułując — rozpylanie wody dyszami zraszającymi, należy do najistotniejszych sposobów strącania pyłów. Uzyskane efekty odpylania są jak dotąd niezadowalające z uwagi na brak metody pozwalającej na optymalizację pracy zraszaczy.

Zagadnienie jest bardzo złożone, gdyż należy brać pod uwagę bardzo wiele aspektów układu wielofazowego: powietrze kopalniane — pył unoszący się w powietrzu — rozpylona woda.

W układzie wielofazowym szczególnie istotne są relacje pomiędzy parametrami mikrostruktury rozpylonej strugi cieczy a właściwościami fizykochemicznymi pyłów oraz parametrami dynamiki przepływu. Pomiary i ocena mikrostruktury rozpylonej strugi cieczy w układzie dynamicznym wymagają stosowania specjalistycznej aparatury i metod pomiarowych na określenie przez analizę eksperymentalną takich parametrów pracy dysz zraszających, przy których osiąga się możliwie wysokie efektywności strącania pyłów z powietrza kopalnianego.

2. Sposób realizacji badań strugi rozpylonej cieczy

Strumień rozpylonej cieczy, lub dowolnych makroobiektów, można określić przez odpowiednie charakterystyki statystyczne [1–4]. Każdemu mikroobiektovi można przypo-

* Wydział Górnictwa i Geoinżynierii, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków

rządkować pewne cechy wymiarowe, jak np. powierzchnię, płaszczyznę przekroju lub dla sferycznych kształtów — średnicę d .

Przy analizie widma rozpylonych kropeł wystarczy zbadać rozkład kropeł wg ich średnic. Średnica kropli d jest argumentem zbioru i jej wielkości tworzą rząd zbioru. Największe i najmniejsze wartości argumentu ograniczają przedział zmian (wariancji). W statystyce zbiór jakichkolwiek obiektów mierzy się drogą rozdzielania na klasy w przedziałach Δd .

Podsumowując powyższe rozważania, można stwierdzić, że urządzenie realizujące statystyczną metodę pomiaru powinno automatycznie rozdzielać krople na klasy wymiarowe wg ich średnic. Do pomiaru kropeł przez rozdzielanie na odpowiednie klasy wymiarowe wykorzystano jedną z właściwości fizycznych kropli, wg której stosunek sił bezwładności do sił aerodynamicznych jest w pewnym stopniu proporcjonalny do średnicy kropli.

W przypadku rozdzielania (separacji) kropeł odpowiednio ukształtowanym przepływem powietrza w przestrzeni pomiarowej można otrzymać w poszczególnych strefach tej przestrzeni rozdzielone wymiarowo krople. Do zliczenia ilości kropeł w danej klasie przyjęto jako układ pomiarowy przetwornik optyczno-elektroniczny, gdzie pomiar realizowany jest bezpośrednio i bezkontaktowo w następujący sposób. Podczas przemieszczania się kropli przez płaszczyznę pomiarową przetwornika, która utworzona jest z równoległej wiązki światła, następuje zmiana natężenia strumienia świetlnego rejestrowana przez fotoelement. Konstrukcja przetwornika zapewnia możliwość pomiaru dużej liczby mikroobektów. Budowa i charakter pracy urządzenia oparte są na modelu zamkniętego tunelu aerodynamicznego ze specjalnym rozkładem prędkości w przestrzeni pomiarowej. Przestrzeń pomiarowa jest ograniczona zespołem płaszczyzn świetlnych przetworników optyczno-elektronicznych, które umożliwiają pomiar wielkości mikroobektów w danej klasie wymiarowej [5].

Stosowane urządzenie zapewnia dla celów statystycznych pomiar wielkości mikroobektów od zera do pewnej krytycznej wielkości, powyżej której nie zachodzi separacja na więcej niż jeden kanał. Aby usunąć tę niedogodność i zwiększyć zakres pomiarowy urządzenia, jeden z kanałów umiejscowiony w strefie przestrzeni pomiarowej, gdzie znajdują się krople o największych średnicach, dostarcza dodatkowo informacji o średnim arytmetycznym wymiarze wszystkich mikroobektów, pomierzonych w tej strefie.

Na krople w rozpylonym strumieniu cieczy, dla zakresu średnic od 20 do 1000 μm w ustalonych warunkach przepływu działają tylko siły ciężkości i oporu aerodynamicznego [6, 7]. Inne rodzaje oddziaływania, jak np. siła Archimedesesa, która została uwzględniona w pracy [8], można zaniedbać, jako małą drugiego rzędu, a także turbulencję powietrza spowodowaną innymi kroplami [9].

Prędkość opadania kropli zależy od jej średnicy, gęstości i temperatury otoczenia, która ma wpływ na gęstość i lepkość powietrza. Określenie prędkości i opadania (sedymentacji) jest niezbędne do określenia warunków początkowych przy pomiarze kropeł. Siła oporu kropli skierowana odwrotnie do kierunku opadania jest określona wyrażeniem

$$P_z = C_o \frac{\rho_p \cdot U_o^2}{2} \cdot \frac{\pi d^2}{4} \quad (1)$$

gdzie współczynnik oporu kropli przyjęty wg [10] dla $1 < Re < 1000$ wynosi

$$C_o = \frac{24}{Re} \left(1 + \frac{1}{6} \sqrt[3]{Re^2} \right) \quad (2)$$

Równanie ruchu ustalonego kropli przedstawia się następująco:

$$P_z = m \cdot g$$

$$\frac{24}{Re} \left(1 + \frac{1}{6} \sqrt[3]{Re^2} \right) \frac{\rho_p \cdot U_o^2}{2} \cdot \frac{\pi d^2}{4} = \rho_c \cdot \frac{\pi}{6} \cdot d^3 \cdot g \quad (3)$$

Po podstawieniu do równania (3) następujących wzorów:

$$Re = \frac{\rho_p \cdot d \cdot U_o}{\mu} \quad (4)$$

$$A = \frac{\rho_c \cdot d^2 \cdot g}{18\mu} \quad (5)$$

$$B = \frac{1}{216} \cdot \left(\frac{\rho_p \cdot d}{\mu} \right)^2 \quad (6)$$

otrzymamy równanie na prędkość sedimentacji kropeł w zależności od średnicy, gęstości i lepkości

$$BU_o^5 - A^3 + 3A^2U_o - 3AU_o^2 + U_o^3 = 0 \quad (7)$$

Temperatura, ciśnienie i wilgotność powietrza mają wg [11] następujący wpływ (równania (8), (9)) na parametry fizyczne powietrza:

— gęstość powietrza

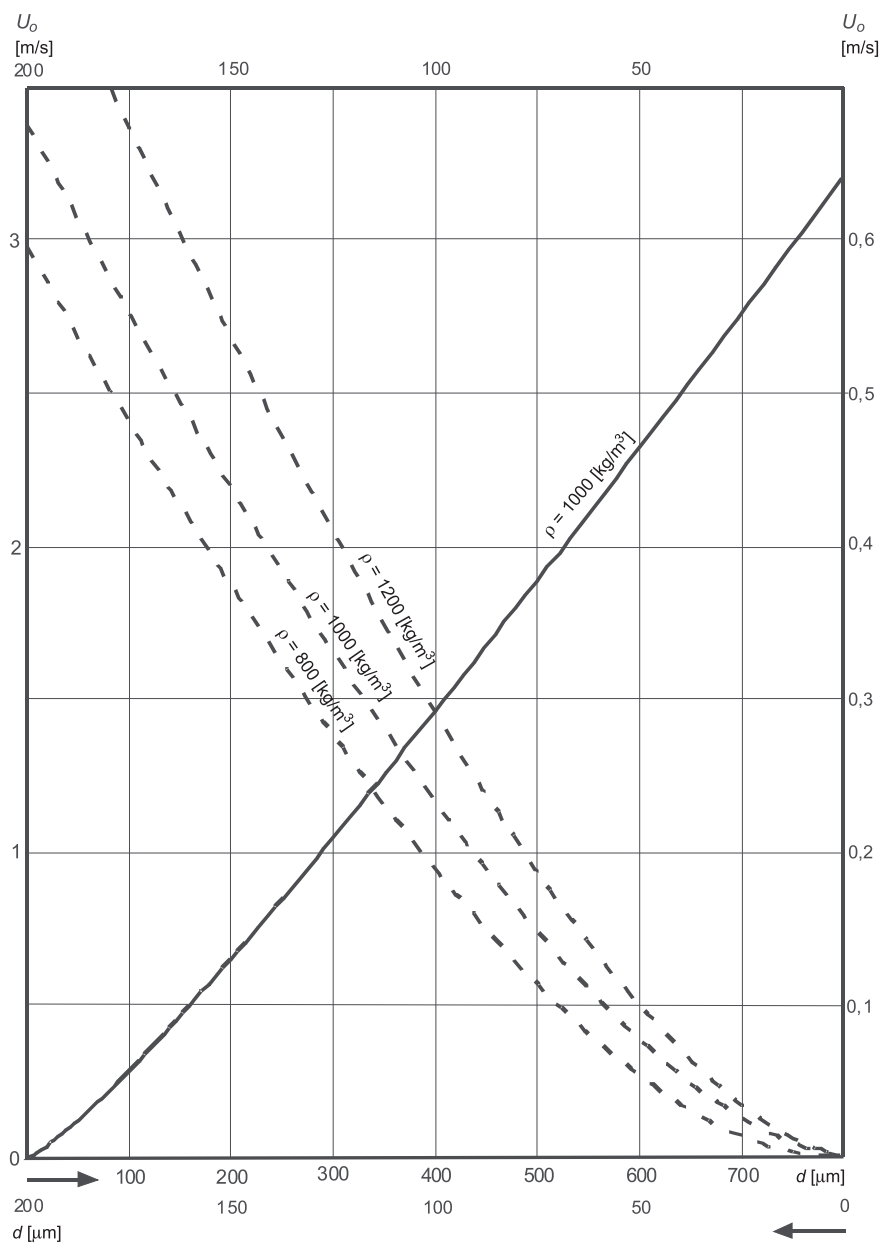
$$\rho_p = \frac{0,0034843}{T} (p_b - 0,378e) \quad (8)$$

— lepkość dynamiczna powietrza

$$\mu = 1,745 \cdot 10^{-6} + 5,03 \cdot T \cdot 10^{-9} \quad (9)$$

Powyższe równania najwygodniej jest rozwiązać metodami numerycznymi.

Otrzymane wyniki przedstawiono na rysunku 1.



Rys. 1. Prędkość sedymentacji kropeł obliczona wg równania (7).

Linią ciągłą przedstawiona jest prędkość sedymentacji U_o kropeł dla zakresu średnic od 0 do 800 μm i $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$, a liniami przerywanymi U_o dla zakresu średnic od 0 do 200 μm i różnych ρ

3. Model strumienia rozpylonej cieczy za pomocą dyszy zraszającej

Analiza ruchu zbioru niejednorodnych kropeł cieczy w fazie gazowej powinna określić sposób rozprzestrzeniania się strumienia, jego parametry geometryczne i kinematyczne, oraz zmiany zestawu dyspersyjnego kropeł w badanych strefach przekrojów, wynikające z oddziaływania czynników dominujących wewnątrz strumienia, jak również z oddziaływania przepływu zewnętrznego spoza jego granic [10, 11]. Analizę taką można przeprowadzać w podstawowym odcinku strumienia, gdzie zakończony jest proces rozdrabniania cieczy w krople [12, 13].

Na początek przyjęto do rozważań najprostszy model rozpylania cieczy. Pomijając zjawisko tworzenia się kropeł w początkowym odcinku strumienia, założono, że z dyszy rozpylającej wypływa rozdrobniony strumień cieczy o ustalonym zestawie dyspersyjnym z jednakową prędkością początkową, tj. ze ściśle określoną początkową energią kinetyczną [13, 14].

Granice przekroju strumienia określane są przez obwiednię przeprowadzoną przez krople poruszające się na skraju zbioru. Faza gazowa na zewnątrz granic składa się z powietrza, a wewnątrz z powietrza i par rozpylonej cieczy. Strumień kropeł spowoduje zaindukowanie się prędkości gazu wewnątrz jego granic. Na początkowym odcinku strumienia rozkład prędkości fazy gazowej jest podobny do rozkładu prędkości kropli $U = \text{const}$, a poza granicami założono tylko istnienie prędkości równoległej do osi w warstwie przyściennej strumienia. Przedstawione to jest na rysunku 2.

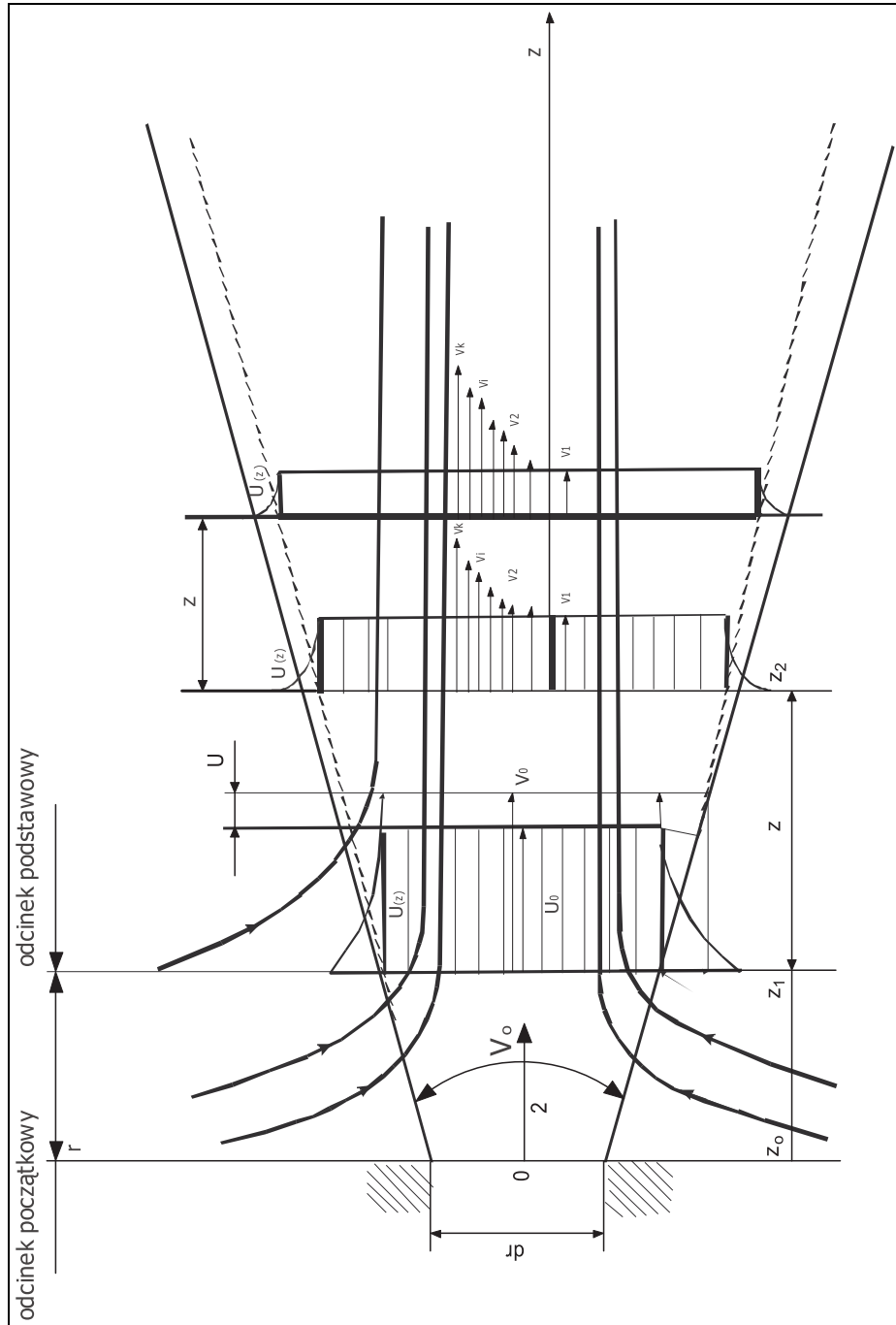
W początkowym odcinku $z_0 - z_1$ masowy wydatek cieczy jest wielokrotnie większy od masowego wydatku powietrza tak, że można pominąć wpływ oddziaływania powietrza na zmianę prędkości początkowej zbioru kropeł. Zbiór kropeł określony jest przez rozdzielenie średnic na klasy wymiarowe w przedziałach Δd . Każdy przedział reprezentowany jest przez średnią średnicę oraz udział objętościowy. Krople traktowane są jako ciała nieodkształcalne o znanym współczynniku oporu aerodynamicznego, dla kulistego kształtu $C_d = f(Re)$.

W zależności od warunków fizycznych krople parują i para cieczy znajduje się w granicach strumienia, w zależności od warunków ruchu otaczającego powietrza nastąpi zmiana prędkości gazu (tj. powietrza + pary cieczy) wewnątrz granic rozpylonego strumienia cieczy.

Wewnątrz granic początkowego odcinka strumienia nastąpi:

- Wzrost prędkości gazu do prędkości mniejszej od prędkości początkowej kropeł cieczy o pewną małą wielkość ΔU , jeśli powietrze na zewnątrz strumienia ma prędkość mniejszą od prędkości początkowej kropeł V_0 .
- Hamowanie gazu do prędkości większej od prędkości początkowej kropeł cieczy o pewną małą wielkość ΔU , jeśli powietrze na zewnątrz strumienia ma prędkość większą od prędkości początkowej kropeł V_0 .

Kierunek przepływu gazu jest zgodny z kierunkiem osi strumienia, a granice obszaru przepływu wyznaczone są przez położenie kropeł. W przekroju z_1 odległym o Δz od początku układu, w którym rozpatrywany jest strumień rozpylonej cieczy, prędkość kropeł równa jest prędkości początkowej, a prędkość gazu różni się o wielkość ΔU .



Rys. 2. Model strumienia rozpylonej cieczy

W podstawowym odcinku strumienia, w pierwszym przypadku początkowa energia kinetyczna zostaje rozpraszana w otoczeniu i prędkość maleje aż do wyrównania się z warunkami istniejącymi w otoczeniu. W drugim przypadku następuje przekazywanie energii kinetycznej od otaczającego strumień przepływu powietrza i prędkość wzrasta. Na skutek różnicy prędkości ΔU występują siły oporu aerodynamicznego kropeł w gazie, co powoduje zmianę energii kinetycznej kropeł. Różnica prędkości ΔU jest jednakowa dla wszystkich rozmiarów kropeł w początkowym odcinku strumienia, aż do przekroju o współrzędnej z_1 , dalej na odcinku podstawowym zaczyna zmieniać się wzdłuż osi strumienia w zależności od średnicy kropli i współrzędnej $U = f(d_i, z)$.

Dla określonych w danym przekroju parametrów przepływu gazu $\gamma_0, \mu_0, \Delta U$, współczynnik oporu aerodynamicznego jest w pierwszym przybliżeniu odwrotnie proporcjonalny do średnicy kropli, wobec czego najskuteczniej na przepływ oddziaływać będą krople o najmniejszych wymiarach i dalej stopniowo do największych średnic.

Wyhamowanie większych kropeł w poruszającym się zbiorze jest mniejsze ze względu na mniejszy współczynnik oporu i większą energię kinetyczną. W podstawowym odcinku strumienia występuje zróżnicowanie prędkości kropeł w zależności od ich wymiarów. Niezależnie od prędkości osiowej, krople mają prędkość poprzeczną, która powoduje samoistną separację kropeł wg wymiarów i z tego powodu powstaje zmiana zestawu dyspersyjnego kropeł w poszczególnych strefach przekroju strumienia. Efekt ten powiększa się jeszcze bardziej ze względu na zjawisko parowania kropeł, ponieważ mniejsze krople intensywniej parują.

Zmiany zestawu dyspersyjnego w różnych strefach przekroju strumienia powodują zmiany rozkładu prędkości gazu. Względne zróżnicowanie rozkładu prędkości przepływu gazu wzrasta wzdłuż osi strumienia do chwili, gdy wymiana energii z otoczeniem będzie odgrywać decydującą rolę na przepływie w strumieniu. Zaindukowana przez ruch zbioru kropeł prędkość gazu zmienia pozornie własności aerodynamiczne poszczególnych kropeł.

Porównując opór aerodynamiczny kropli dla różnicy prędkości pomiędzy kroplą a przepływem unoszącego ją gazu, zawartym wewnątrz strumienia, do oporu, jaki można uzyskać dla różnicy prędkości pomiędzy kroplą a powietrzem bezpośrednio otaczającym strumień, można stwierdzić, że opór pojedynczej kropli poruszającej się w zbiorze innych kropeł w strumieniu jest efektywnie mniejszy niż opór aerodynamiczny pojedynczej kropli w powietrzu na zewnątrz strumienia. Mniejszy opór wynika z oddziaływania zaindukowanej prędkości wewnątrz strumienia.

Przepływ gazu wewnątrz strumienia jest czynnikiem, który determinuje wymianę energii kinetycznej pomiędzy strumieniem kropeł rozpylonej cieczy a otoczeniem.

Wymiana tej energii polega na rozpraszaniu lub zwiększaniu początkowej energii kinetycznej kropeł o wielkość wynikającą z różnic w otoczeniu i wewnątrz strumienia. W przedstawionym modelu celowo pominięto wszelkie elementy oddziaływania kropeł pomiędzy sobą oraz inne formy ruchu kropeł niż ruch postępowy, zakładając, że wpływ tych czynników będzie drugorzędny.

Polidispersyjny układ, który tworzy zbiór niejednorodnych kropeł w strudze rozpylonej cieczy, można określić za pomocą układu równań różniczkowych. W zagadnieniu tym

rozpatruje się cały zakres widma kropeł dla wszystkich klas wymiarowych znajdujących się w badanej strefie strugi. Do rozpatrywanego strumienia osiowosymetrycznego, obliczenia wystarczy przeprowadzić dla dwóch współrzędnych [7] wzdłużnej z i promieniowej r .

W obliczeniach każda klasa wymiarowa jest reprezentowana przez pojedynczą kroplę [7, 8], zaś efekt oddziaływania poszczególnej klasy wymiarowej zbioru kropeł jest wyznaczony w zależności od udziału tej klasy w całym zbiorze [8].

Równania sił działających na krople przedstawione są zależnościami:

$$\left. \begin{aligned} m_i \cdot \ddot{z} &= P_{zi} \\ m_i \cdot \ddot{r} &= P_{ri} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

gdzie $i = 1, 2, \dots, k$ — liczba klas pomiarowych.

Wypadkowa prędkość kropeł wynosi

$$V_i = \sqrt{\dot{z}_i^2 + \dot{r}_i^2} \quad (11)$$

Wypadkowa prędkość gazu względem kropeł

$$V_{gi} = \sqrt{[U(z, r) - \dot{z}_i]^2 + [W(z, r) - \dot{r}_i]^2} \quad (12)$$

Podstawiając do równań (10) masę kropli

$$m_i = \frac{\gamma_c \cdot \pi}{6g} \cdot d_i^3 \quad (13)$$

i siłę aerodynamiczną

$$P_i = \frac{\gamma_g}{2g} \cdot C_{di} \cdot V_{gi}^2 \cdot \frac{\pi d_i^2}{4} \quad (14)$$

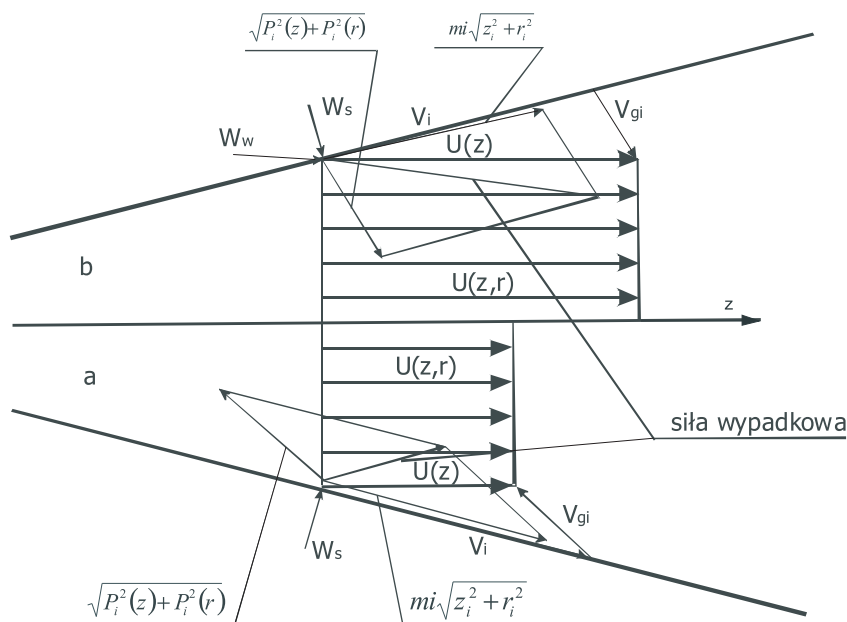
otrzymuje się:

$$\left. \begin{aligned} \ddot{z}_i &= 18 \frac{\mu_g}{\gamma_c} [U(z, r) - \dot{z}_i] \left[1 + \frac{1}{6} \sqrt[3]{R_e^2} \right] \frac{g}{d_i^2} \\ \ddot{r}_i &= 18 \frac{\mu_g}{\gamma_c} [W(z, r) - \dot{r}_i] \left[1 + \frac{1}{6} \sqrt[3]{R_e^2} \right] \frac{g}{d_i^2} \\ \dot{d}_i &= f(D, \gamma, \gamma_c, d_i, N_{UT}) \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Występujące po prawej stronie każdego równania wyżej wymienionego układu równań prędkości $U(z, r)$ i $W(z, r)$ są wyznaczone z równania bilansu energii, natomiast liczbę Reynoldsa obliczano dla prędkości wypadkowej z zależności

$$R_{ei} = \frac{\gamma_g \cdot d_i}{g \cdot \mu_g} \sqrt{[U(z, r) - \dot{z}_i]^2 + [(W(z, r)) - r_i]^2} \quad (16)$$

Schemat sił działających na kroplę w podstawowym odcinku strumienia oraz występujących tam prędkości przedstawiono na rysunku 3.



Rys. 3. Schemat sił działających na kroplę dla przepływu w podstawowym odcinku strumienia $f(z, r, R)$: a — strumień w spokojnej atmosferze, b — strumień w unoszącym strumieniu z prędkością W

Warunki początkowe

Rozwiązanie układu równań różniczkowych jest możliwe, gdy określone zostaną warunki początkowe, tzn. parametry przepływu gazu i ruchu kropeł oraz współrzędna i powierzchnia początkowego przekroju, od którego rozpoczyna się analizę rozprzestrzeniania strumienia. W przekroju początkowym „0” współrzędnej z_1 prędkość przepływu gazu jest mniejsza o ΔU od prędkości kropeł.

Wówczas równanie sił w płaszczyźnie osiowosymetrycznego przekroju przy pominięciu parowania, a więc tylko dla powietrza, przedstawia się następująco:

$$\int_0^F p_k dF + \int_0^F \frac{\gamma_p (V_0 - \Delta U)^2}{2g} dF - \int_0^F p_p dF = 0 \quad (17)$$

gdzie:

$$V_0 - \Delta U = U(z_1, r) = \bar{U}(z_1) f(z_1, r, R_1) \quad (18)$$

Pierwszy człon równania (17) jest impulsem siły oporu aerodynamicznego zbioru niejednorodnych kropeł, poruszających się z prędkością ΔU względem przepływu powietrza.

$$\int_0^F p_k dF = \frac{\gamma_g}{2g} \sum_{i=1}^k C_{di} (\Delta U)^2 f_i n_i \quad (19)$$

Liczba kropeł w klasach pomiarowych równa się

$$n_i = \frac{6Q_c \cdot B_{vi}}{\pi d_i^3} \quad (20)$$

a powierzchnia pojedynczej kropli $f_i = \pi d_i^2 / 4$.

Drugi człon odpowiada sile zależnej od ciśnienia prędkości przepływu powietrza w strumieniu.

$$\frac{\gamma_p}{2g} \int_0^F [U(z_1) f(z, r, R_1)]^2 dF = \frac{\pi \gamma_p \bar{U}^2(z_1) \cdot a \cdot R_1^2}{2g} \quad (21)$$

Stała a jest wynikiem całkowania dla całego przekroju funkcji określającej rozkład prędkości powietrza.

$$a = \frac{1}{\pi R^2(z)} \int_0^F [f(z, r, R)]^2 dF \quad (22)$$

Trzeci człon równania (17) jest siłą oporu aerodynamicznego płaszczyzny przekroju, który traktuje się jako element sztywny. W przypadku zgodnego kierunku prędkości początkowej kropeł V_0 i zewnętrznego opływu strumienia W , oraz gdy $V_0 > W$, to

$$\int_0^F p_p dF = \frac{\gamma_p}{2g} C_p [V_0 - \Delta U - W]^2 \pi R_1^2 \quad (23)$$

Dla początkowego odcinka strumienia kąt rozpylenia 2α można przyjąć jako stały, wobec czego granicę strumienia R_1 można określić przez

$$R_1 = \frac{dr}{2} + z_1 \cdot \operatorname{tg}\alpha \quad (24)$$

Podstawiając powyższe zależności do równań, można wyznaczyć z_1 , gdzie określone są wszystkie parametry ruchu strumienia

$$z_1 = \operatorname{ctg}\alpha \left\{ \sqrt{\frac{3(\Delta U)^2 Q_c \sum_{i=1}^k \frac{B_{vi}}{di} C_{di}}{2\pi [C_p (V_o - \Delta U - W)^2 - (V_o - \Delta U)^2 a]}} - \frac{dr}{2} \right\} \quad (25)$$

Współrzędną z_1 można określić tylko wtedy, gdy

$$W < (V_o - \Delta U) \left(1 - \sqrt{\frac{a}{C_p}} \right) \quad (26)$$

Dla prędkości $V_o < W$ należy inaczej zapisać równanie, ponieważ krople będą się poruszały ruchem przyspieszonym, uzyskując energię kinetyczną z otaczającego strumień przepływu. Zakładając dla uproszczenia, że przestrzeń otaczająca strumień jest nieskończona i ubytek energii na skutek oddziaływania strumienia można pominąć wówczas otrzymuje się

$$-\int_0^F p_k dF + \int_0^F \frac{\gamma_g (V_o - \Delta U)^2}{2g} dF + \int_0^F p_p dF = 0 \quad (27)$$

Wzór na współrzędną z_1 będzie się różnił od równania o zmianę znaków w wyrażeniach umieszczonych w mianowniku pod pierwiastkiem, a analogiczny warunek na prędkość W dla zastosowania tego wzoru wynosi

$$W > (V_o + \Delta U) \left(1 - \sqrt{\frac{a}{C_p}} \right) \quad (28)$$

Jeżeli prędkość W zawarta jest wewnątrz przedziału określonego przez warunki, tzn. $W = V_o \pm \Delta U$, to współrzędna z_1 jest nieokreślona i krople będą unoszone w przybliżeniu z jednostajną prędkością przez otaczający przepływ wokół strumienia. Dla przypadku rozpylenia w przeciwną stronę, gdy $W < 0$, obowiązuje wzór (26), przy czym wartość współrzędnej z_1 wyraźnie zmaleje.

Rozwiązanie układu równań różniczkowych dokładną metodą analityczną jest niemożliwe, wobec czego należy posłużyć się przybliżonymi metodami numerycznymi. Rozwiązując jednocześnie $i = k$ układów równań dla wszystkich klas wymiarowych kroplel przy jednakowym kroku całkowania, otrzymuje się różne rozwiązania na przyspieszenie, prędkość

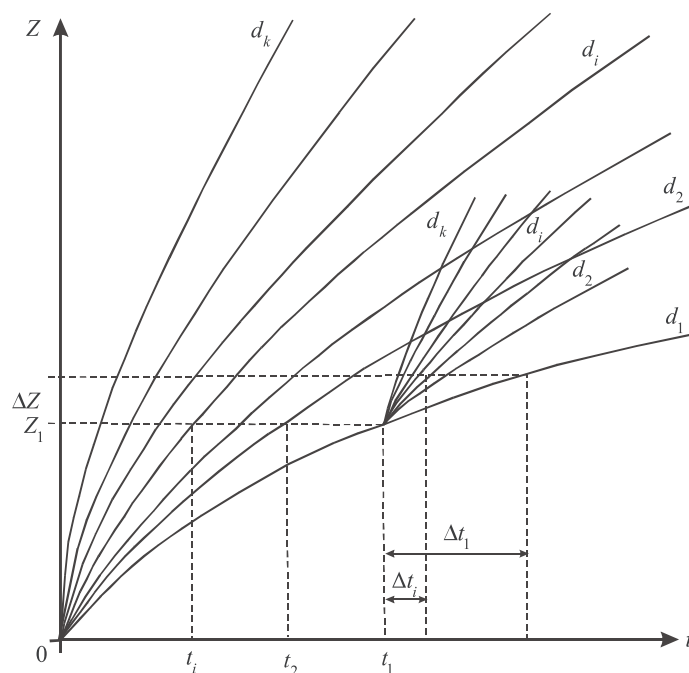
kość i położenie kropeł. Wówczas określenie położenia przekroju odległego o Δz_i , w którym znane są parametry ruchu wszystkich klas wymiarowych, jest niemożliwe. Dla poszczególnych klas należy dobrać różne kroki całkowania tak, aby rozwiązania układów równań odnosiło się do jednego ściśle określonego przekroju. W celu uzyskania największej dokładności rozwiązania, dobiera się przedziały Δz_i równe przesunięciu najwolniej poruszającej się klasy wymiarowej, np. $\Delta z_i = \Delta z_1$.

Ruch kropeł w pozostałych klasach wymiarowych można określić w przybliżeniu z równania

$$\frac{1}{2} \ddot{z}_i \Delta t_i^2 + \dot{z}_i \Delta t_i - \Delta z_i = 0 \quad (29)$$

Z tego wynika skorygowany krok całkowania Δt_i dla każdej następnej klasy wymiarowej

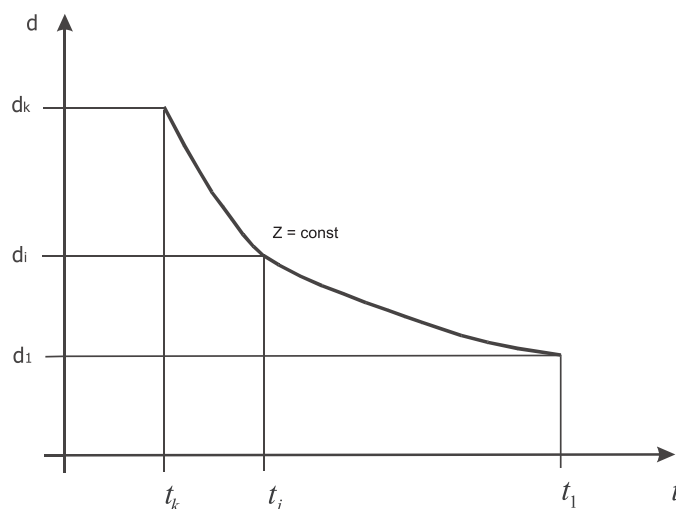
$$\Delta t_i = \frac{\sqrt{\dot{z}_i^2 + 2\ddot{z}_i \Delta z_i} - \dot{z}_i}{\ddot{z}_i} \quad (30)$$



Rys. 4. Sposób określania kroku całkowania w celu jednoczesnego wyznaczenia parametrów ruchu różnorodnych kropeł

Jednocześnie rozwiązanie k układów równań (rys. 4 i 5) z dobranym dla każdej klasy wymiarowej d_i skorygowanym krokiem całkowania Δt_i pozwala otrzymać z założoną tole-

rancją jednakowe rozwiązania położenia kropli i różne na prędkość i przyspieszenie. Rozwiązanie to określa parametry ruchu zbioru kropli i przepływu w ogólnym przypadku gazu w przekroju poprzecznym strumienia odległym o Δz od przekroju, gdzie wszystkie parametry są znane.



Rys. 5. Zależność kroku całkowania od średnicy kropli

Wnioski wynikające z rozwiązania ogólnych równań ruchu strumienia rozpylonej cieczy

Z rozwiązania układu równań różniczkowych (15) otrzymuje się wyniki przedstawione dla osiowosymetrycznego przepływu, gdy prędkość unoszenia otaczającego powietrza $W = 0$, a kąt rozpylenia równy jest 2α .

Względna koncentracja par cieczy $\phi = 1$, tzn. że krople nie parują. W początkowym odcinku strumienia w chwili $t = 0$ prędkość gazu $U = 0$, a prędkość kropli wynosi V_0 .

W chwili $t_1 = z_1/V_0$ prędkość gazu $U = V_0 - \Delta U$ i prędkość kropli V_0 . W podstawowym odcinku strumienia prędkość gazu zmniejsza się od $U = V_0 - \Delta U$ w przekroju z_1 do $U = 0$ dla $z = \infty$ w przybliżeniu proporcjonalnie do pierwiastka trzeciego stopnia z odległości od dyszy rozpylacza.

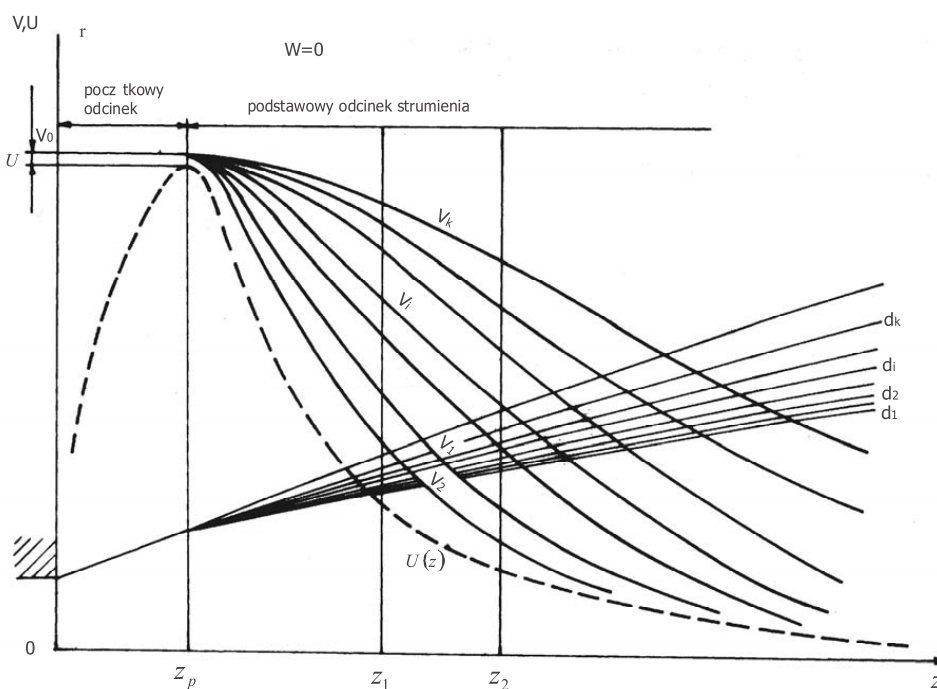
Dla uproszczenia ogólnych rozważań przyjęto, że rozkład prędkości przepływu gazu w strumieniu jest równy, tzn. $f(z, r, R) = 1$. Prędkość kropli w poszczególnych klasach wymiarowych średnic zmniejsza się od V_0 do $V_i = 0$ dla $z = \infty$, przy czym w zależności od wielkości kropli i zestawu dyspersyjnego ich zbioru osiąga wartość prędkości przepływu gazu w odległości w pewnym stopniu proporcjonalnej do średnicy kropli.

Aby w pełni zilustrować zmiany prędkości kropli dla różnych warunków otoczenia, przedstawione są wyniki analizy dla przypadków, gdy prędkość unoszenia powietrza otaczającego strumień $W < V_0$ i $W > V_0$.

W przeprowadzonych rozważaniach założono, że w chwili początkowej w każdym elemencie przekroju strumienia istnieje pełny zestaw dyspersyjny widma kropeł.

Analizując ruch elementu strumienia umiejscowionego w odległości $r = R(z)$ od osi, można prześledzić zmiany zestawu dyspersyjnego kropeł w miarę wzrastania odległości od dyszy rozpylacza (rys. 4). Według założonego modelu rozkładu prędkości, składowa poprzeczna prędkości kropeł prostopadła do osi strumienia maleje szybciej niż składowa równoległa do osi. Jest to spowodowane istniejącym osiowym przepływem gazu w strumieniu. Początkowy kąt rozpylenia będzie się zawężał i dla $z = \infty$, $2\alpha = 0$. Dla najmniejszych kropli zmniejszanie się składowej poprzecznej będzie zachodzić intensywniej niż dla dużych, wobec czego początkowy kąt nachylenia trajektorii ruchu małych kropeł będzie się szybciej zmniejszał ze wzrostem odległości od dyszy. W pobliżu zewnętrznych granic strumienia pozostaną tylko krople, które mają największą bezwładność i trajektorie ich ruchu w mniejszym stopniu zależą od oporu aerodynamicznego.

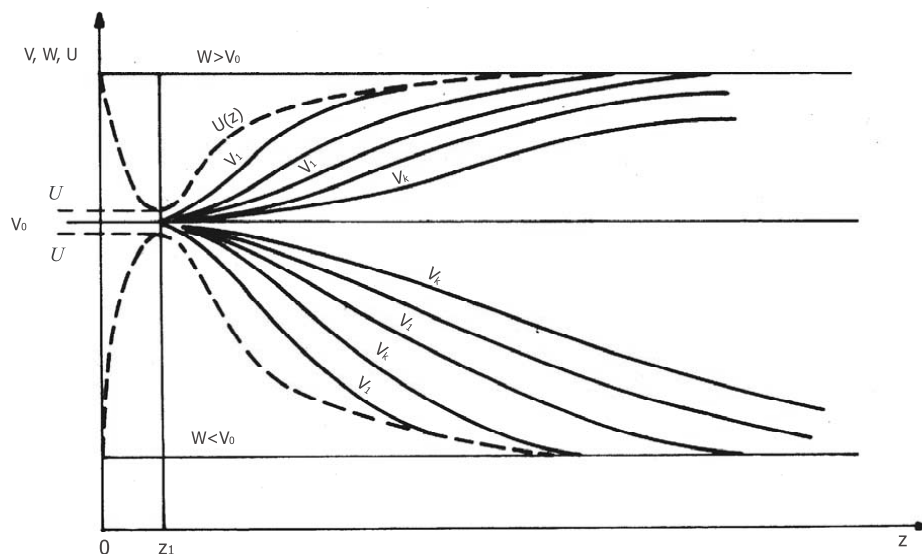
Przedstawiona dotychczas analiza strumienia rozpylonej cieczy obejmowała najprostsze przypadki zjawiska rozpylenia. Dotyczyły one rozpylacza strumieniowego z kołowym przekrojem dyszy przy założeniu, że rozkład prędkości na odcinku początkowym jest stały, a rozkład widma kropeł jest znany. Podtrzymując w dalszym ciągu założenia dotyczące rozkładu widma kropeł, można określić sposób rozprzestrzeniania się strumienia również dla innych typów rozpylaczy strumieniowych, np. o przekroju prostokątnym lub rozpylaczy wirowych.



Rys. 6. Przebieg zmian rozkładu prędkości gazu i kropeł w strumieniu $W = 0$

Dla rozpylaczy wirowych rozkład prędkości fazy gazowej na początkowym odcinku jest bardziej skomplikowany, $f(z, r, R) \neq 1$, a ciecz wypływa z dyszy rozpylacza w postaci stożkowej błony.

Interpretację graficzną przebiegu zmian prędkości kropeł w strumieniu rozpylonej cieczy przedstawiono na rysunkach 6 i 7.



Rys. 7. Zmiany prędkości kropeł w strumieniu dla $W > V_0$ i $W < V_0$

4. Opracowanie wyników pomiarów wytypowanych dysz zraszających w aspekcie optymalizacji parametrów pracy tych dysz przeznaczonych do strącania pyłów z powietrza kopalnianego

Przez pojęcie optymalnego rozpylania wody stosowanej do strącania pyłów z powietrza należy rozumieć taki stan mikrostruktury rozpylonej strugi Ω , przy którym osiąga się maksymalnie możliwą efektywność strącania pyłów η .

$$\eta = f(\Omega) [\%] \quad (31)$$

Stan rozpylenia charakteryzuje zbiór parametrów mikrostruktury rozpylonej strugi Ω , do których należą m.in.:

- wielkość i masa kropeł;
- ilość (stężenie) kropeł w jednostce objętości powietrza w strudze;
- prędkość kropeł w podstawowym odcinku strugi, a zatem ich energia kinetyczna, napięcie powierzchniowe rozpylonej cieczy;
- ładunki elektryczne kropeł.

W literaturze [16–20] dotyczącej wpływu wielkości kropeł na efektywność strącania pyłów brak jest jednoznacznego określenia najkorzystniejszych wielkości kropeł. Zalecane przez autorów wyżej wymienione wielkości kropeł zawarte są w bardzo szerokim przedziale średnic od 10 do 800 μm . Próbę uściślenia optymalnej wielkości kropeł jako funkcji efektywności strącania pyłów z powietrza przedstawiono w pracach [21, 22], w których wykazano wyraźny wzrost efektywności strącania pyłów przy wielkościach kropeł poniżej 150 μm . W zakresie badanych średnic wielkości kropeł przyjęto przedział efektywny od 150 do 50 μm .

Z wielkością kropeł wiąże się ściśle drugi parametr rozpylania, którym jest stężenie kropeł w jednostce objętości powietrza w strudze. Parametr ten także w istotny sposób wpływa na efektywność strącania pyłów z powietrza [21–23].

Parametrem wiążącym zarówno wielkość, jak i stężenie kropeł jest powierzchnia kropeł zawartych w jednostce objętości powietrza (gazu) w strudze rozpylonej cieczy. Z prac [21, 22] wynika, że wzrost wielkości powierzchni kropeł zawartych w jednostce objętości powietrza w strudze rozpylonej cieczy powoduje zwiększenie efektywności strącania pyłów z powietrza i może stanowić kryterium oceny dyszy zraszającej pod kątem zastosowania jej do strącania pyłów z powietrza.

Na podstawie prac [24, 25] stwierdzono, że kryterium efektywności wyrażone powierzchnią kropeł zależną od ich wielkości i stężenia należy odnosić do zakresu stabilnej pracy dyszy, tzn. bez widocznych zaburzeń strugi, dławienia, zmniejszania się skutecznej długości strugi, co odpowiada długości skutecznej zraszania. Każda dysza w pewnym zakresie parametrów jej zasilania ma strugę stabilną [24], natomiast powyżej tego zakresu następuje destabilizacja strugi, co skutkuje zmniejszeniem efektywności strącania pyłów. Wiadomo, że zależność strumienia objętości dyszy (wydatku masowego lub objętościowego) od ciśnienia wtrysku (ciśnienia zasilania) ma przebieg zbliżony do parabolicznego [1, 11, 12]. W pewnym zakresie ciśnień zasilania wielkość strumienia objętości dyszy jest proporcjonalna do pierwiastka z ciśnienia zasilania, natomiast dalsze (nadmierne) zwiększanie ciśnienia powoduje coraz mniejszy przyrost strumienia objętości i destabilizację strugi z uwagi na wzrost oporów przepływu (wypływu z dyszy) [24–26]. Opory przepływu zależą od szeregu czynników, takich jak parametry konstrukcyjne dyszy, rodzaju i parametrów rozpylanej cieczy, wielkości ciśnienia zasilania itp. Wartości ciśnienia zasilania, powyżej którego struga wypływająca z dyszy zachowuje się w sposób niestabilny, określana jest mianem ciśnienia krytycznego [24] ustalonego eksperymentalnie dla danej dyszy. W związku z powyższym, niezbędne jest określenie kryterium efektywności strącania pyłów w fazie stabilnej pracy dyszy przy uwzględnieniu tezy, że istnieje taka wartość strumienia objętości dyszy $Q_w = f(p_w)$, dla której $S_{k_0} = S_{k(\max)}(d_{n_k}, n_k)$, co powoduje że $\eta_n = \eta_{n(\max)}$. Celem potwierdzenia tej tezy przeprowadzono pomiary i obliczono efektywność strącania pyłów dla różnych dysz zraszających przy różnych wartościach strumienia objętości Q_w i ciśnieniach zasilania dysz wynikających z charakterystyk $Q_w = f(p_w)$.

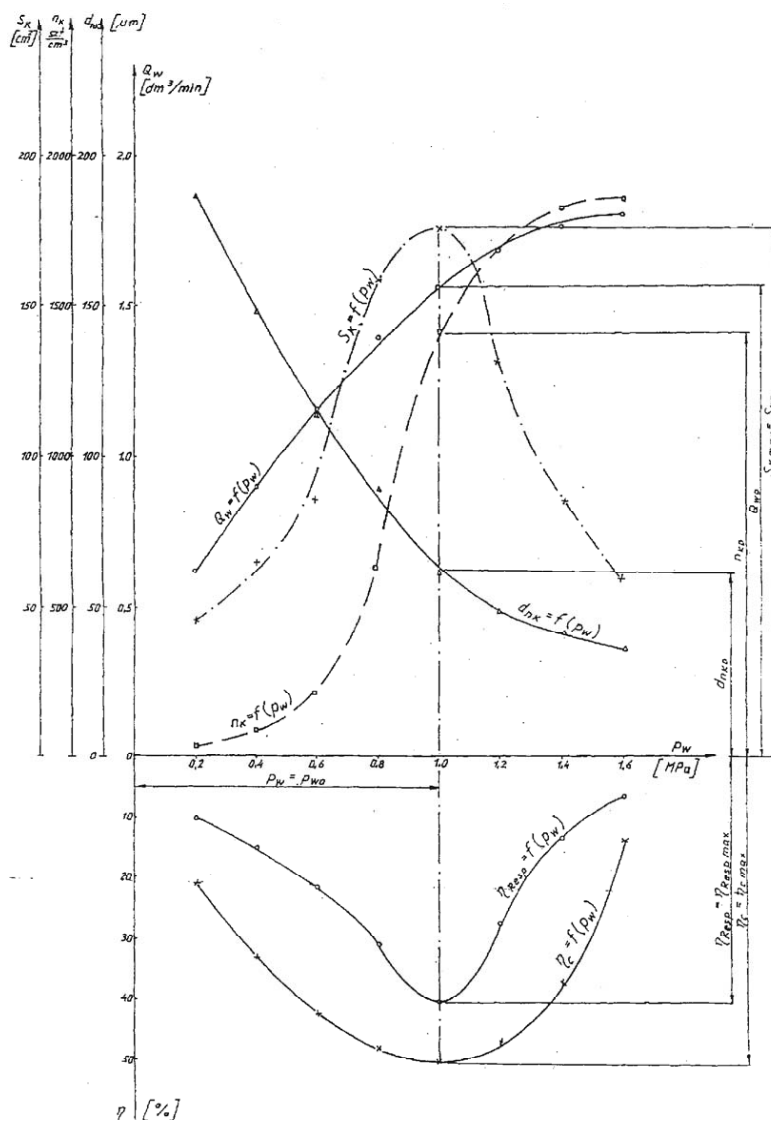
Efektywność całkowitą strącania pyłów z powietrza obliczono z zależności

$$\eta_{ic}^* = \left(1 - \frac{Z_{icn}}{Z_{icp}}\right) 100[\%] \quad (32)$$

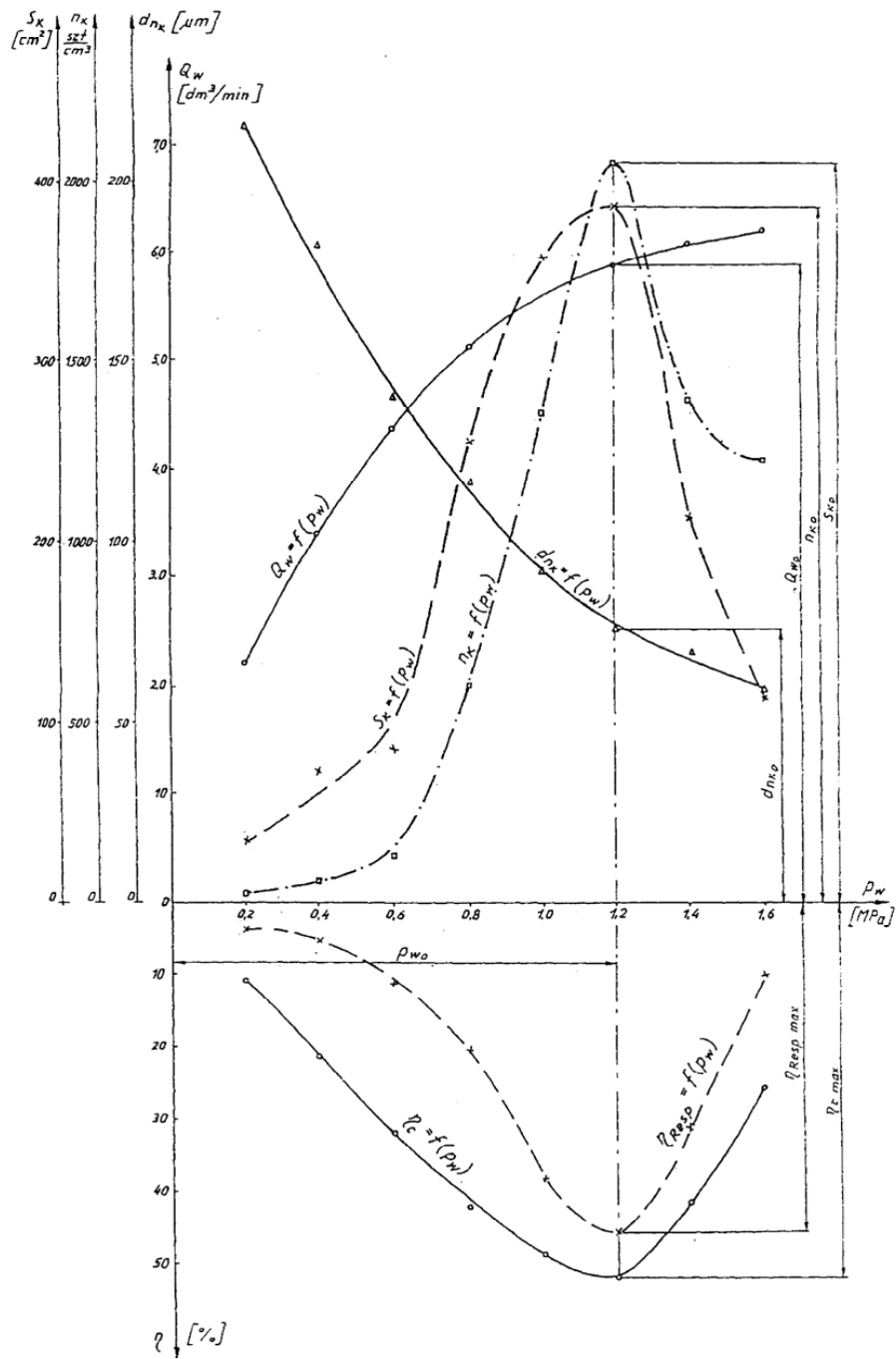
Efektywność strącania pyłów frakcji respirabilnej (0+5 μm) obliczono z zależności

$$\eta_{i_{Res}}^* = \left(1 - \frac{Z_{i_{Res}}}{Z_{i_{pRes}}}\right) 100 [\%] \quad (33)$$

Interpretację graficzną wyników pomiarów i obliczeń przedstawiono na rysunkach 8 i 9.



Rys. 8. Interpretacja graficzna metody określającej „optimum rozpylania” dla dysz osiowoosymetrycznych



Rys. 9. Interpretacja graficzna metody określającej „optimum rozpylania” dla dysz wirowych

5. Wnioski końcowe

- 1) Przedstawiony w pracy sposób modelowania ruchu strumienia rozpylonej cieczy jest propozycją autora opartą na zastosowaniach aerodynamiki oraz hipotezach wywodzących się z obserwacji i badań zjawiska rozpylania cieczy. Opisany w pracy sposób rozprzestrzeniania się strumienia obejmuje proces rozpylania od momentu uformowania się widma kropeł i przepływu fazy gazowej. W takim przypadku niecelowe wydało się sprawdzenie kryterium rozpadu kropeł pod wpływem sił aerodynamicznych wynikających z różnicy prędkości ΔU . Założono, że formowanie się strumienia kropeł odbywa się w ściśle określonej geometrycznie powierzchni (obszarze) i odpowiadającym tej powierzchni warunkom początkowym V_0 i 2α . W rzeczywistości strumień rozpylonej cieczy tworzy się w pewnym obszarze przekroju i krople mogą mieć dodatkowe składowe prędkości poprzecznej i podłużnej. Uwzględniając pewien rozrzut warunków początkowych $V_0 \pm \Delta V_0$, $2\alpha \pm \Delta\alpha$, można otrzymać bardziej ogólne wyniki rozkładu widma kropeł wzdłuż średnicy przekroju strumienia.
- 2) We wstępnych rozważaniach nad modelem matematycznym istniał problem, od jakiego momentu rozpocząć obliczenia i jak określić warunki początkowe. Obecnie można stwierdzić, że start do obliczeń jest możliwy z dowolnego punktu, blisko położonego od dyszy, i z dowolnie małą różnicą pomiędzy prędkością początkową kropeł i prędkością fazy gazowej. Opisany w tej pracy przypadek oddziaływania przepływu zewnętrznego na strumień nie wyczerpuje możliwości obliczeń innych bardziej skomplikowanych przypadków. Tym samym sposobem można badać rozpylanie w przeciwnym kierunku, jak również strumień cieczy rozpylanej prostopadle do unoszącego go przepływu. Wówczas oprócz założeń, jakie obowiązują dla osiowosymetrycznego przepływu należy przyjąć dodatkowe warunki. W celu określenia przepływu fazy gazowej w dalszej części strumienia należy najpierw określić położenie środka masy strumienia, który przesunie się pod działaniem unoszącego go przepływu.
- 3) Zastosowana metoda energetycznej analizy zjawiska może dać istotne rezultaty dla różnorodnych zastosowań rozpylania cieczy przy różnych konstrukcjach dysz i wynikających z tego powodu różnych profilach prędkości gazowej. Rozwinięcie opisu teoretycznego zjawiska przez uwzględnienie w bilansie energii oprócz energii kinetycznej jeszcze wewnętrznej energii cieplnej, energii potencjalnej i chemicznej energii przemian fazowych może pozwolić na opisanie procesów rozpylania i wykorzystanie wyników badań do realizacji procesu wytrącania pyłów z powietrza.
- 4) Charakterystyki dysz zraszających obejmują parametry hydrodynamiczne takich, jak zakres ciśnień roboczych (z uwzględnieniem ciśnienia krytycznego dyszy), strumień objętości rozpylonej strugi, rozkłady opadu cieczy na powierzchnię zraszania. Bardzo istotnymi parametrami mikrostruktury rozpylanej strugi są wielkości kropeł i ich stężenie w jednostce objętości powietrza w strudze. Istotną grupę czynników wpływających na pracę dyszy stanowią jej parametry geometryczne: kształt rozpylonej strugi, kąt rozwarcia strugi, skuteczny zasięg strugi i wielkość powierzchni zraszania.

- 5) Przeprowadzone uprzednio rozważania dotyczące parametrów dynamicznych kropeł rozpylonej cieczy i ich wpływu na zjawisko wytrącania pyłów ze strumienia powietrza poparte badaniami pozwoliły na stwierdzenie, że efektywność odpylania zależy od mikrostruktury rozpylonej strugi cieczy tzn. wielkości kropeł i ich stężenia w jednostce objętości strugi.
- 6) Parametrem wiążącym zarówno wielkość kropeł rozpylanej cieczy, jak i ich stężenia, jest powierzchnia kropeł zawartych w jednostce objętości strugi. W pewnym zakresie pracy dysz zraszających (dotyczy ciśnienia zasilania) p_{w_o} istnieje taka wartość strumienia objętości strugi Q_{w_o} , przy którym występuje maksymalna wartość powierzchni kropeł S_{k_o} i tej wartości odpowiada maksymalna wartość efektywności strącania pyłów z powietrza $\eta_o^* = \eta_{o(\max)}^*$. Można zatem tzw. „optimum rozpylania” dyszy zapisać w postaci wyrażenia

$$Q_{w_o} = f(p_{w_o}) \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} n_{k_o} = f(p_{w_o}) \\ S_{k_o} = S_{k \max} = f(p_{w_o}) \\ d_{n_{k_o}} = f(p_{w_o}) \end{array} \right\} \Rightarrow \eta_o^* = \eta_{\max}^* \quad (34)$$

- 7) Określenie „optimum rozpylania” wymaga żmudnych badań, niemniej użytkownik uzyskuje odpowiedź na pytanie, jakie mają być parametry zasilania dyszy zraszającej, by uzyskać maksymalną efektywność strącania pyłów z powietrza, a rozwiązanie tego zagadnienia było celem niniejszej pracy.

LITERATURA

- [1] Orzechowski Z.: Rozpylanie cieczy. Warszawa, WNT 1976
- [2] Koch R., Noworyta A.: Procesy mechaniczne w inżynierii chemicznej. Warszawa, WNT 1998
- [3] Kamiński S.: Analiza parametrów charakteryzujących rozpylanie cieczy. Warszawa, Prace Instytutu Lotnictwa 1982
- [4] Kamiński S.: Analiza widma rozpylonego strumienia cieczy. Warszawa, Prace Instytutu Lotnictwa 1984
- [5] Kamiński S., Szponder T.: Przyrząd do pomiaru wielkości cząstek w powietrzu. Sympozjum Naukowe Wykorzystanie osiągnięć nauki w działalności komercyjnej. Kraków, AGH 2000
- [6] Abramowicz G.N.: Prikladnaja gazowaja dynamika. Moskwa, Izd. Nauka 1969
- [7] Abramowicz G.N.: Teoria Turbulentnych struj. Moskwa, Gos. Izd. Fiz-Mat. Literatury 1960
- [8] Herne H.: The Classical Computation of the Aerodynamic Capture of Particles by Spheres. Aerodynamic Capture of Particles. Ed. E. G. Richardson. London, Pergamon Press 1960
- [9] Fuks N.A.: Mechanika aerozolej. Moskwa, Izol. A. N. 1955
- [10] Orzechowski Z.: Przepływy dwufazowe. Warszawa, PWN 1990
- [11] Orzechowski Z.: Rozpylanie cieczy w urządzeniach energetycznych. Warszawa, WNT 1990
- [12] Orzechowski Z., Prywar J., Zarzycki R.: Mechanika płynów w inżynierii środowiska. Warszawa, WNT 2000
- [13] Boothroyd R.G.: Flowing gas — solids suspensions. London, Ghapman and Hall Ltd. 1971
- [14] Borodin W.A.: Raspyliwanije zhidkostiej. Moskwa, Izol. Maszinstrojenije 1967
- [15] Legras J.: Praktyczne metody analizy numerycznej. Warszawa, WNT
- [16] Green H., Lane W.: Particulate clouds dust, smokes and mists. Izol. Chimija, 1969 (tłum. na j. rosyjski)
- [17] Jankowski B.: Wassedusen und ihre Eisatzmöglichkeit zur Staubbekämpfung in Bergbau. Bergakademie 15 Heft 10, 1963

- [18] *Kukerch F.*: Untersuchungen uber die Grundlagen des Antistaub — Verfahrens. Glucauf, Nr 13, 1973
- [19] *Barth W.*: Grudlegende Untersugungen uber die Rienigungsleistung von Wassertropfen. Staub, Nr 5, 1959
- [20] *Weber E.*: Zdolność oczyszczania kropli wody w przypadku gazu wielkopiecowego. Diss. T.H. Karlsruhe, 1967 (tłum. z j. niemieckiego)
- [21] *Kwiecień Z.*: Strącanie pyłu z powietrza kopalnianego za pomocą wodnej dyszy zraszającej w świetle badań laboratoryjnych. AGH, 1973 (praca doktorska)
- [22] *Zacharzewski J., Kwiecień Z.*: Kryterium efektywności strącania pyłów z powietrza kopalnianego kroplami rozpylonej wody. Sympozjum Naukowe Zwalczenie zapylenia powietrza kopalnianego, Katowice 1974
- [23] *Kiekin A. A.*: Ob. Ustanowieniji optimalnowo razmiera kapiel pri gidroabiespiliwaniju. Wientilacija i borba s pylju, 1969
- [24] *Witman L. A.*: Rozpyliwanie zidkosti fortunkami. Moskwa, Gosenergoizdat 1972
- [25] *Nielepkiewicz J.*: Badanie charakterystyk rozpylaczy. Prace Instytutu Lotnictwa 1979
- [26] *Szponder T.*: Efektywność strącania pyłów z powietrza kopalnianego kroplami wody rozpylonej dyszą elektrostatyczną. AGH, 1981 (praca doktorska)
- [27] *Szponder T.*: Próba określenia kryterium optymalnego rozpylania wody dyszami zraszającymi do strącania pyłów z powietrza kopalnianego. Sympozjum Naukowe „Zwalczenie zagrożenia pyłowego w kopalniach”, Wałbrzych 1986