

EINIGE ÄHNLICHKEITSKRITERIEN DER PNEUMATISCHEN FÖRDERUNG

Von

L. Kovács

Lehrstuhl für Wasserkraftmaschinen, Technische Universität, Budapest

(Eingegangen am 8. Oktober 1969)

Vorgelegt von Prof. Dr. J. VARGA

1. Einleitung

In letzter Zeit wird für Aufgaben der Materialbeförderung immer häufiger der pneumatische Transport angewandt. Die pneumatische Förderung weist im Vergleich zu den herkömmlichen Transportarten zahlreiche Vorteile auf. Als nachteilige Eigenschaft macht sich der verhältnismäßig hohe spezifische Energiebedarf geltend. Zur Verringerung desselben, wie auch wegen der Klärung der physikalischen Grundlagen des Transportverlaufs wurden in letzter Zeit zahlreiche theoretische und experimentelle Arbeiten unternommen. Auf Grund von Veröffentlichungen über die Ergebnisse dieser Arbeiten wird die genaue Bemessung der wichtigsten Elemente von pneumatischen Fördereinrichtungen bzw. eine Ausbildung derselben ermöglicht, bei der der spezifische Energiebedarf gering ist. Eine weitere Verringerung des Energiebedarfs ist von der Klärung der Vorgänge zu erwarten, die sich in den in die Transportleitung eingebauten Formstücken, Aufgabe- sowie Abscheidevorrichtungen abspielen.

Beim pneumatischen Transport kommen in den grundlegenden Bemessungszusammenhängen für das Fördergut bzw. für die Einrichtung kennzeichnende Faktoren vor, derer Bestimmung nur auf experimentellem Weg möglich ist. Zugleich ist zur Kontrolle der Ergebnisse der weiteren Forschungsarbeit ebenfalls der Versuch bestimmt. Die Versuche werden oft an Modellen vorgenommen, die die Durchführung derselben erleichtern. Das Modell soll so aufgebaut sein, daß der sich in ihm abspielende Vorgang jenem in der Großausführung ähnlich ist, d. h. daß gleiche Einwirkungen in beiden Systemen gleiche Reaktionen auslösen.

In dieser Abhandlung wird die Frage untersucht, welchen Bedingungen das Modell entsprechen muß, um die Ähnlichkeit feststellen zu können.

2. Wichtigere Bezeichnungen

A	Querschnitt der Transportleitung
C	Widerstandsfaktor
d	Durchmesser des Materialteilchens
D	Durchmesser der Transportleitung
Eu	Euler-Zahl
F	die auf das Materialteilchen einwirkende Kraft
Fr	Froude-Zahl
G	Schwerkraft
g	Schwerebeschleunigung
k	Umrechnungsfaktor
m	Masse des Materialteilchens
n	Zahl der Materialteilchen
p	Druck
Q	Material- bzw. Gasmenge pro Zeiteinheit
R	Teilchendurchmesser
α	Stoßwinkel
γ	spezifisches Gewicht
ε	Kennzahl der Stoßelastizität
μ	Reibungskoeffizient
μ^*	Beladungsdichte
τ	Zeitdauer bzw. Gleitspannung
ω	Winkelgeschwindigkeit
ρ	Dichte

Indexe:

x	Koordinate in Richtung x
y	Koordinate in Richtung y
g	Fördergas
m	Materialteilchen bzw. Materialtransport

3. Bewegungsgleichung des sich in der Transportleitung bewegenden Teilchens

3.1 Die bei der Aufstellung der Gleichungen angewandten Beschränkungen bzw. Vernachlässigungen

Nach den bei Materialtransportversuchen gemachten Beobachtungen, bewegen sich die Materialteilchen in der Förderleitung auf einer länglichen krummlinigen Bahn und prallen an die Wand der Förderleitung an, wo sie ein gewisses Prozent ihrer Bewegungsenergie verlieren. Die Geschwindigkeitsverminderungen zufolge der Anpralle bewirken, daß die Geschwindigkeit der Stoffteilchen nicht einmal in dem auf den Beschleunigungsabschnitt folgenden Abschnitt gleichbleibend, sondern eine Funktion der Zeit ist, d. h. $c_m = f(t)$. Darum ist die Materialdichte längs der Förderleitung auch nicht gleichmäßig. Wird nämlich an verschiedenen Stellen ein elementarer Abschnitt der Länge dl untersucht, ergibt sich die Zahl der im Abschnitt vorhandenen Teilchen zu:

$$n = \frac{Q_m}{c_m G} dl \quad (1)$$

d. h. sie ist eine Funktion der Materialgeschwindigkeit.

Das bedeutet, daß in der Förderleitung die Teilchendichte nicht konstant ist, somit verändert sich auch die Geschwindigkeit der fördernden Gasströmung (zufolge der verengenden Wirkung der Materialströmung). Die Gasgeschwindigkeit ist eine Funktion der Stelle: $c_g = f(l)$.

Auf der Bahn des Stoffteilchens kann hinter dem Beschleunigungsabschnitt ein Abschnitt der Länge l^* bestimmt werden, der sich periodisch wiederholt, wobei die einzelnen Abschnitte — unter gleichen Bedingungen — einander vollkommen ähnlich sind (Abb. 1).

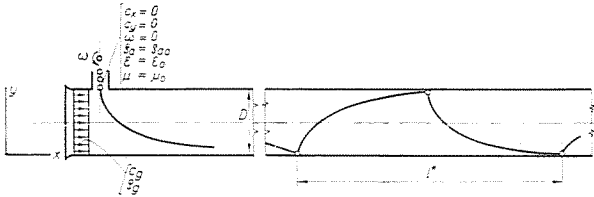


Abb. 1

Der zeitliche Mittelwert der Stoffteilchengeschwindigkeit ist innerhalb eines Abschnitts konstant, daher kann die Teilchengeschwindigkeit als quasi-stationär betrachtet werden. Bei der Förderung mittels dünnflüssigen Stroms (pneumatische Förderung) stimmt das Profil der Gasgeschwindigkeit nach den Versuchsergebnissen mit guter Näherung mit dem Profil der förderungsfreien (Leerlauf-) Geschwindigkeit überein. Das bedeutet, daß wir beim Aufstellen der Gleichungen keinen groben Fehler begehen, wenn die Gasgeschwindigkeitsänderung zufolge des Vorhandenseins des Materialstroms, sowie der Veränderung der Konzentration außer acht gelassen wird. Unter Gasgeschwindigkeit wird die aus dem Geschwindigkeitsprofil ermittelte mittlere Geschwindigkeit verstanden.

Das Fördergut wird als kugelförmig und nicht vollkommen elastisch betrachtet, ferner wird die Veränderung des Widerstandskoeffizienten des Stoffteilchens nicht berücksichtigt. Das trifft im Geschwindigkeitsbereich der pneumatischen Förderung für körniges Fördergut im allgemeinen auch zu, richtiger, die Änderung ist nicht bedeutend [1].

Die Teilchen prallen bei der Bewegung an die Wand des Förderrohrs an und werden in Drehung versetzt. Die sich aus der Gasströmung ergebende Kraftwirkung infolge der Drehung der Materialteilchen um ihre eigene Achse wird außer acht gelassen.

Die Veränderungen zufolge des gegenseitigen Anprallens der Teilchen werden ebenfalls vernachlässigt.

Die Dichte des Fördergases wird als konstant betrachtet.

3.2 Der Zustand zwischen zwei Stößen

Es sei D der Durchmesser der Förderleitung, die Innenwand der Rohrleitung sei rau, eben, nicht wellig. Am Rand der Rohrleitung (d. h. am Anfang des Beschleunigungsabschnittes) sind folgende Daten gegeben: $c_x = 0$, $c_y = 0$, $\omega = 0$, $c_g = c_{g0}$, $\rho_g = \rho_{g0}$, $\rho_m = \rho_{m0}$, $\varepsilon = \varepsilon_0$, $\mu = \mu_0$ (siehe Abb. 1).

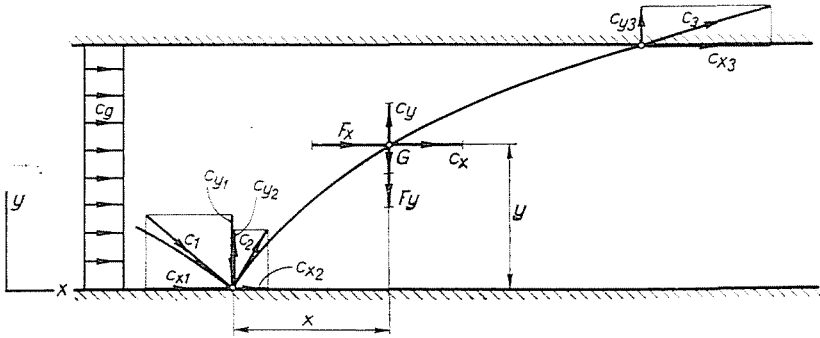


Abb. 2

Die Bewegung des Materialteilchens wird durch die Schwerkraft G sowie durch die auf die Stoffteilchen wirkende, auf Grund des Stokes-Gesetzes berechenbare aerodynamische Vortriebskraft bestimmt.

Die mit den Bezeichnungen in Abb. 2 aufgestellten Bewegungsgleichungen in Richtung der Achsen x und y lauten:

$$m \frac{dc_y}{dt} = -G \pm \frac{1}{2} \rho_g c_y^2 \frac{d^2 \pi}{4} C \quad (2)$$

$$m \frac{dc_x}{dt} = \frac{1}{2} \rho_g (c_g - c_x)^2 \frac{d^2 \pi}{4} C \quad (3)$$

Die Gleichungen (2) und (3) können mit geringer Veränderung auch folgenderweise aufgeschrieben werden:

$$\frac{dc_y}{dt} = -g \pm \frac{3}{4} \frac{\rho_g}{\rho_m} \frac{C}{d} c_y^2 \quad (4)$$

$$\frac{dc_x}{dt} = \frac{3}{4} \frac{\rho_g}{\rho_m} \frac{C}{d} (c_g - c_x)^2 \quad (5)$$

Wir führen die Ähnlichkeits-Transformation der Gleichung (4) durch. Es soll die einer charakteristischen Menge der sich im Modell abspielenden Erscheinung ähnliche, auf den mit den gleichen räumlichen und zeitlichen Bedingungen angegebenen Punkt bezogene Menge durch f' bezeichnet werden.

In diesem Fall ist für beide Erscheinungen das Verhältnis der Mengen in allen einander entsprechenden Punkten:

$$k_f = \frac{f}{f'} \quad (6)$$

In Gleichung (6) ist k_f ein Transformationskoeffizient. In Gleichung (4) sind die zu den Mengen gehörenden Transformationskoeffizienten:

$$\begin{aligned} k_{cy} &= \frac{c_y}{c'_y} & k_{eg} &= \frac{q_g}{q'_g} \\ k_t &= \frac{t}{t'} & k_{em} &= \frac{q_m}{q'_m} \\ k_g &= \frac{g}{g'} & k_C &= \frac{C}{C'} \end{aligned}$$

Der Transformationskoeffizient der Länge ist durch den Transformationskoeffizienten der Geschwindigkeit sowie durch den der Zeit gegeben. Also ist: $k_d = k_{cy}k_t$.

Somit kann die Gleichung (4) für die mit einem Strich bezeichneten Erscheinung folgenderweise angeschrieben werden:

$$\left(\frac{k_{cy}}{k_t}\right) \frac{dc'_y}{dt'} = - (k_g) g' \pm \left(\frac{k_{eg}k_C k_{cy}^2}{k_{em}k_{cy}k_t}\right) \frac{3}{4} \frac{q'_g}{q'_m} \frac{C'}{d'} c'^2_y \quad (7)$$

Die Gleichheit der Transformationskoeffizienten in den runden Klammern ist die notwendige Bedingung der Ähnlichkeit beider Erscheinungen.

$$\frac{k_{cy}}{k_t} = k_g = \frac{k_{eg}}{k_{em}} \frac{k_C}{k_{cy}} \frac{k_{cy}^2}{k_t} \quad (8)$$

Reduziert:

$$1 = \frac{k_g k_t}{k_{cy}} = \frac{k_{eg}}{k_{em}} k_C \quad (9)$$

bzw. entwickelt:

$$\frac{tg}{c_y} = \frac{q_g}{q_m} C \quad (10)$$

Die Gleichung (10) ergibt folgende zwei Invarianten:

$$P_1 = \frac{tg}{c_y} \quad (11)$$

$$N_1 = \frac{q_g}{q_m} C$$

Die Invariante P_1 läßt sich durch die Einführung des relativen Zeitparameters $K = \frac{t}{t_0}$ etwas umformen. Der Ausdruck t_0 bedeutet jene Zeitdauer, in welcher das mit $c_y = 0$ Anfangsgeschwindigkeit in Bewegung gesetzte, im luftleeren Raum frei fallende Materialteilchen die dem Rohrhalmmesser $\frac{D}{2}$ entsprechende Entfernung zurücklegt: es gilt also $D = gt_0^2$. Wir schreiben:

$$P_1 = \frac{tg}{c_y} = \frac{t}{t_0} \frac{t_0 g}{c_y} = K \frac{t_0 g}{c_y} = \frac{\sqrt{Dg}}{\sqrt{gc_y}} K = K \frac{1}{Fr_y} \quad (12)$$

d. h.

$$Fr_y = \frac{c_y}{\sqrt{gD}} \quad (13)$$

Mit Hilfe von Fr und K läßt sich Gleichung (4) zu einer dimensionslosen Gleichung umformen. Die Derivierten sind:

$$\frac{dFr_y}{dc_y} = \frac{1}{\sqrt{gD}}; \quad \frac{dK}{dt} = \frac{1}{t_0} = \sqrt{\frac{g}{D}} \quad (14)$$

Somit kann Gleichung (4) in folgender Form aufgeschrieben werden:

$$\frac{dFr_y}{dK} = -1 \pm \frac{3}{4} \frac{\rho_g}{\rho_m} \frac{D}{d} C \frac{c_y^2}{gD} \quad (15)$$

und mit den Bezeichnungen $Fr_y = \frac{c_y}{\sqrt{gD}}$ und $N = \frac{\rho_g}{\rho_m} \frac{D}{d} C$ erhält nun die Gleichung folgende Form:

$$\frac{dFr_y}{dK} = -1 \pm \frac{3}{4} N Fr_y^2 \quad (16)$$

Alle Systeme, in denen N hinsichtlich des Zahlenwertes der Gleichung (16) gleicht und diese befriedigt, sind einander ähnlich. Diese Form der Lösung

$$Fr_y = f(K; N)$$

ist für eine ganze Gruppe ähnlicher Erscheinungen gültig. Der invariante Geschwindigkeitsmaßstab $Fr_y = \frac{c_y}{\sqrt{gD}}$ ist eine abhängige, der relative Zeitmaßstab $K = t_0$ eine unabhängige Veränderliche, wobei

$$N = \frac{\rho_g}{\rho_m} \frac{D}{d} C \quad (17)$$

ein Ähnlichkeitskriterium darstellt, da die in ihm enthaltenen sämtlichen Veränderlichen am Rande bestimmte, frei wählbare (von den inneren Gesetzmäßigkeiten des Vorgangs unabhängige) Werte haben.

Auf ähnliche Weise verfahren ergibt Gleichung (5) folgende Bedingungengleichungen:

$$\frac{k_{cx}}{k_t} \frac{k_{gm}}{k_{gg}} \frac{k_d}{k_c} = k c_g^2 = k_{cg} k_{cx} k_{cx}^2 \quad (18)$$

Gleichung (18) ist folgenden Invarianten gleichwertig:

$$P_2 = \frac{\rho_g}{\rho_m} \frac{C}{d} t c_x \quad P_3 = \frac{c_x}{c_g} \quad (19)$$

Deren Quotient ist nach Dividieren und Multiplizieren mit D und t_0

$$\frac{P_2}{P_3} = \frac{\rho_g}{\rho_m} \frac{D}{d} C \frac{t}{t_0} \frac{c_g}{\sqrt{gD}} = N \cdot K \cdot Fr_g$$

Gleichung (5) läßt sich nun unter Anwendung von $Fr_g = \frac{c_g}{\sqrt{gD}}$ in folgender Weise aufschreiben:

$$\frac{dFr_x}{dK} = \frac{3}{4} N (Fr_g - Fr_x)^2 \quad (20)$$

Die Lösung hat die folgende Form:

$$Fr_x = f(K; N, Fr_g) \quad (21)$$

In Gleichung (20) ist der invariante Geschwindigkeitsmaßstab $Fr_x = \frac{c_x}{\sqrt{gD}}$ eine abhängige Veränderliche, der invariante Zeitmaßstab $K = \frac{t}{t_0}$ eine unabhängige Veränderliche; $N = \frac{\rho_g}{\rho_m} \frac{D}{d} C$ stellt ein Ähnlichkeitskriterium in Übereinstimmung mit Gleichung (17) dar, wobei

$$Fr_g = \frac{c_g}{\sqrt{gD}} \quad (22)$$

ein weiteres Ähnlichkeitskriterium ist.

Für die Ähnlichkeit der Teilchenbahn muß also die Ähnlichkeit der Zahlen

$$N = \frac{\rho_g}{\rho_m} \frac{D}{d} C \quad (23)$$

$$Fr_g = \frac{c_g}{\sqrt{gD}}$$

gesichert werden (eine notwendige, jedoch nicht hinreichende Bedingung).

3.3 Die Periode des Stoßes

Die Stoffteilchen prallen bei der Bewegung an die Rohrleitungswand an, und setzen von dort zurückprallend ihren Weg fort. Die Bahnform wird durch den Prallwinkel ausschlaggebend beeinflusst, darum wird im folgenden ein Zusammenhang zwischen Anprall- und Rückprallwinkel gesucht.

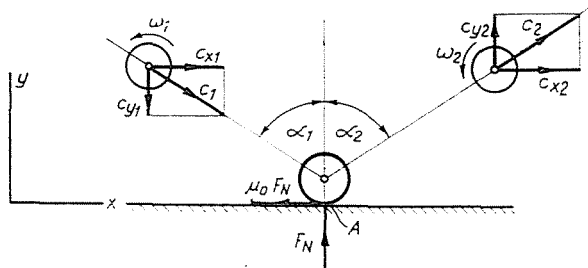


Abb. 3

Bei der Erörterung der Periode des Stoßes werden weitere Vereinfachungsbedingungen eingeführt:

Die Innenwand der Rohrleitung ist eben, d. h. nicht wellig, ihre Oberfläche jedoch rau.

Der Anprall ist nicht ganz elastisch, und kann als schräger, zentraler Stoß betrachtet werden. Das bedeutet, daß die Normale des Stoßes durch den Schwerpunkt des Materialteilchens durchgeht.

Zufolge des schräg-zentralen Stoßes gerät das Teilchen in Drehung mit einer Winkelgeschwindigkeit ω . Es wird angenommen, daß sich das Teilchen um eine mit der Stoßebene parallele Schwerpunktschwerachse dreht.

Infolge des Anpralls erzeugt die Kraft F_N (Abb. 3) auf der rauhen Oberfläche eine Reibkraft μF_N in der relativen Geschwindigkeit von Teilchen und Rohrwand entgegengesetzter Richtung.

Durch deren Wirkung ändert sich die Schwerpunktgeschwindigkeit des Teilchens c_x und die Winkelgeschwindigkeit ω .

Spielt sich der Anprall während der Zeit τ ab, so können mit Hilfe des Impulssatzes folgende Gleichungen angeschrieben werden:

$$\int_0^{\tau} \mu F_N dt = -m(c_{x1} - c_{x2}) \quad (24)$$

$$\int_0^{\tau} \mu F_N dt = -m(c_{y1} - c_{y2}) \quad (25)$$

Bei Gegenüberstellung der zwei Gleichungen sowie unter Berücksichtigung von $c_{y2} = -\varepsilon c_{y1}$ (wo $0 < \varepsilon < 1$ ist) ergibt sich für die Geschwindigkeitsänderung in Richtung x :

$$c_{x1} - c_{x2} = \mu(1 + \varepsilon) c_{y1} \quad (26)$$

Die Drallveränderung infolge des Moments, bezogen auf den Schwerpunkt, beträgt

$$\Theta(\omega_1 - \omega_2) = -\mu R \int_0^{\tau} F_N dt \quad (27)$$

Unter Berücksichtigung von $\Theta = \frac{2}{5} mR^2$ sowie der Gleichung (25) ergibt sich die Gleichung

$$\omega_2 = \omega_1 - \frac{5}{2} \mu(1 + \varepsilon) \cdot \frac{c_{y1}}{R} \quad (28)$$

Durch die Gleichungen (26), (28) sowie die Gleichung $c_{y2} = -\varepsilon c_{y1}$ wird der Bewegungszustand des Teilchens nach dem Anprall eindeutig bestimmt. Die Gleichungen liefern jedoch nur dann ein richtiges Ergebnis, wenn das Teilchen auch am Ende der Anpralldauer τ in demselben Sinn an der Rohrwand gleitet, d. h. wenn im Anprallpunkt A (Abb. 3) die Geschwindigkeit des Teilchens beim Abschluß des Anpralls

$$v_A = R\omega_2 + c_{x2} \geq 0 \quad (29)$$

ist.

Wenn diese Bedingung nicht erfüllt wird, hört die Reibungskraft μF_N noch vor dem Abschluß des Anpralls auf, und das Teilchen gerät an der Wand in Rollbewegung.

Wenn das Teilchen beim Abschluß des Anpralls seine Geschwindigkeit v_A vollständig verliert, gilt:

$$c_{x2} = -R\omega_2 \quad (30)$$

Unter dieser Bedingung nimmt die Gleichung (28) folgende dimensionslose Form an:

$$\operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{R\omega_1}{c_{x1}} \operatorname{tg} \alpha_1 - \frac{5}{2} \mu(1 + \varepsilon) \right] \quad (31)$$

Durch Gleichung (31) wird ein Zusammenhang zwischen Anprall- und Rückprallwinkel hergestellt. Die Ähnlichkeitstransformation der Gleichung liefert unter Berücksichtigung der Beschränkung $k_{\alpha_2} = k_{\alpha_1} = 1$ folgende Bedingungsgleichungen:

$$k_\varepsilon = \frac{k_R k_{\alpha 1}}{k_{cx1}} = k_\mu = k_\mu k_\varepsilon \quad (32)$$

reduziert:

$$\frac{1}{k_\mu} = \frac{k_R k_{\alpha 1}}{k_{cx1} k_\varepsilon k_\mu} = \frac{1}{k_\varepsilon} = 1$$

bzw. entwickelt:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{R\omega_1}{c_{x1} \varepsilon \mu} = \frac{1}{\varepsilon}$$

$$P_4 = \frac{1}{\mu}; \quad P_5 = \frac{R\omega_1}{c_{x1} \varepsilon \mu}; \quad P_6 = \frac{1}{\varepsilon} \quad (33)$$

Aus den Quotienten von P_2 und P_1 bzw. P_3 und P_1 erhält man

$$S = \frac{P_5}{P_4} = \frac{R\omega_1}{c_{x1} \varepsilon}; \quad T = \frac{P_6}{P_4} = \frac{\mu}{\varepsilon} \quad (34)$$

Von den durch S und T bezeichneten Invarianten stellt

$$T = \frac{\mu}{\varepsilon} \quad (35)$$

ein neues Ähnlichkeitskriterium dar, da deren Wahl allein von dem Experimentierenden abhängt, ferner weil sie einen von den inneren Gesetzmäßigkeiten des Anpralls unabhängigen Wert haben.

4. Der durch die Materialförderung verursachte Druckabfall der Förderleitung

Unter Berücksichtigungen der im Vorangehenden behandelten Beschränkungen setzt sich der Druckabfall in der Förderleitung aus dem Leerlauf- (ohne Materialförderung) und dem Materialförderungsdruckabfall zusammen.

Für die Ähnlichkeit des im Modell nachgebildeten Druckabfalls ist neben der Ähnlichkeit der Teilchenbahnen auch noch das Einhalten des folgenden Ähnlichkeitskriteriums notwendig. Durch dieses Kriterium wird schließlich der Umstand berücksichtigt, daß das Materialteilchen in der Förderleitung nicht allein gegenwärtig ist, wie dies bisher vorausgesetzt wurde.

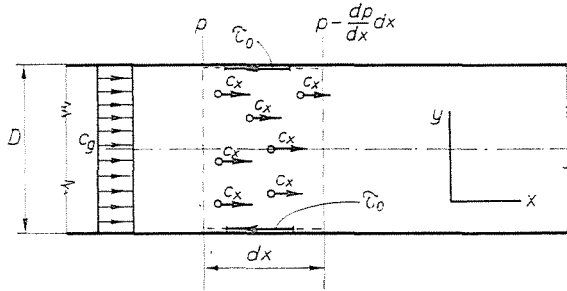


Abb. 4

Für den Förderabschnitt von der Elementarlänge dx in Abb. 4 läßt sich folgende Gleichung aufschreiben:

$$Ap - A \left(p - \frac{dp}{dx} dx \right) = \tau_0 D \pi dx + nF_x \quad (36)$$

d. h.

$$A \frac{dp}{dx} dx = \tau_0 D \pi dx + nF_x \quad (37)$$

Wenn der Druckabfall, wie oben erwähnt, als aus Leerlauf- und Förderungsteilen zusammengesetzt aufgefaßt wird, so gilt

$$p = p_0 + p_m \quad (38)$$

Mit Gleichung (38) kann Gleichung (37) folgenderweise aufgeschrieben werden:

$$A \frac{dp_0}{dx} dx + A \frac{dp_m}{dx} dx = \tau_0 D \pi dx + nF_x \quad (39)$$

Der Leerlaufteil ist

$$A \frac{dp_0}{dx} = \tau_0 D \pi,$$

während für den Förderungsteil unter Berücksichtigung von $n = \frac{Q_m}{c_x G} dx$ gilt

$$A dp_m = nZ_x = \frac{Q_m}{c_x G} dx F_x \quad (40)$$

Mit der Einführung der Beladungsdichte $\mu^* = \frac{Q_m}{Q_g}$ ergibt sich:

$$\frac{dP_m}{dx} = \mu^* \frac{c_g \gamma_g}{c_x G} F_x \quad (41)$$

Ist die Ähnlichkeitstransformation der Gleichung (41) durchgeführt, ergeben sich folgende Invarianten:

$$Z = \frac{Fr_g}{Fr_x}; \quad Eu = \frac{P_m}{\rho_g c_g^2}; \quad l = \frac{x}{d}; \quad V = \mu^*$$

Außer den ermittelten Invarianten ist

$Eu = \frac{P_m}{\rho_g c_g^2}$ die Euler-Zahl (abhängige Veränderliche)

$l = \frac{x}{D}$ ein geometrischer Parameter (unabhängige Veränderliche).

Ein neues Kriterium ist:

$V = \mu^*$ Ähnlichkeitskriterium (Konzentrationskriterium), das nämlich am Rand einen bestimmten Wert hat.

Die Gleichung kann auch in folgender, dimensionsloser Form aufgeschrieben werden:

$$Z \frac{dEu}{dl} = \frac{3}{4} \mu^* N(Z-1)^2 \quad (42)$$

Ihre Lösung hat die Form

$$Eu = f(l; \mu^*, N, Z) \quad (43)$$

deren Gültigkeit sich auf eine ganze Gruppe der Erscheinungen erstreckt.

Zusammenfassung

Die Arbeit befaßt sich mit einigen Ähnlichkeitskriterien der pneumatischen Förderung. Durch die Untersuchungen der inneren Gesetzmäßigkeiten der pneumatischen Förderung — unter Berücksichtigung der bei der Untersuchung gemachten Voraussetzungen —, durch Ähnlichkeitstransformation der aufgestellten Gleichungen sowie unter Berücksichtigung der Anfangsbedingungen, erhielt der Verfasser die in der Arbeit erörterten Ähnlichkeitskriterien.

Damit die Strömung in der originalen Einrichtung sowie in dem ihr entsprechenden Modell ähnlich ist, müssen die eingeführten Ähnlichkeitskriterien eingehalten werden. Mit Hilfe der Ähnlichkeitskriterien können die Vorbereitungen der Versuche, die Auswertung und die Verallgemeinerung der Ergebnisse tiefer begründet werden, bzw. lassen sich die am gebauten Modell gemessenen Werte auf die technische Einrichtung entsprechend transformiert übertragen.

Literatur

1. PÁPAI, L.: Pneumatikus gabonaszállítás (Pneumatische Getreideförderung), MTA VI. oszt. közl. XII, (1954).
2. SZÜCS, E.: A hasonlóságelmélet alapjai (Grundlagen der Ähnlichkeitstheorie). Műsz. Könyvkiadó, 1967.
3. PETRIK, Ö.: A modellezés a technikában (Modellversuche in der Technik). Műsz. Könyvkiadó, 1966.
4. DOLEZALIK, V.: Hasonlóság és modellezés a kémiai technológiában (Ähnlichkeit und Modellversuche in der chemischen Technologie).

Dr. László Kovács, Budapest XI., Stoczek u. 2—4, Ungarn