

2. GETTI CIRCOLARI TURBOLENTI.

Nel seguito si riproporranno le considerazioni del cap. 1, relativamente ad un getto assialsimmetrico fuoriuscente da un orifizio circolare di diametro d con una velocità uniforme U_0 in un campo di liquido in quiete.

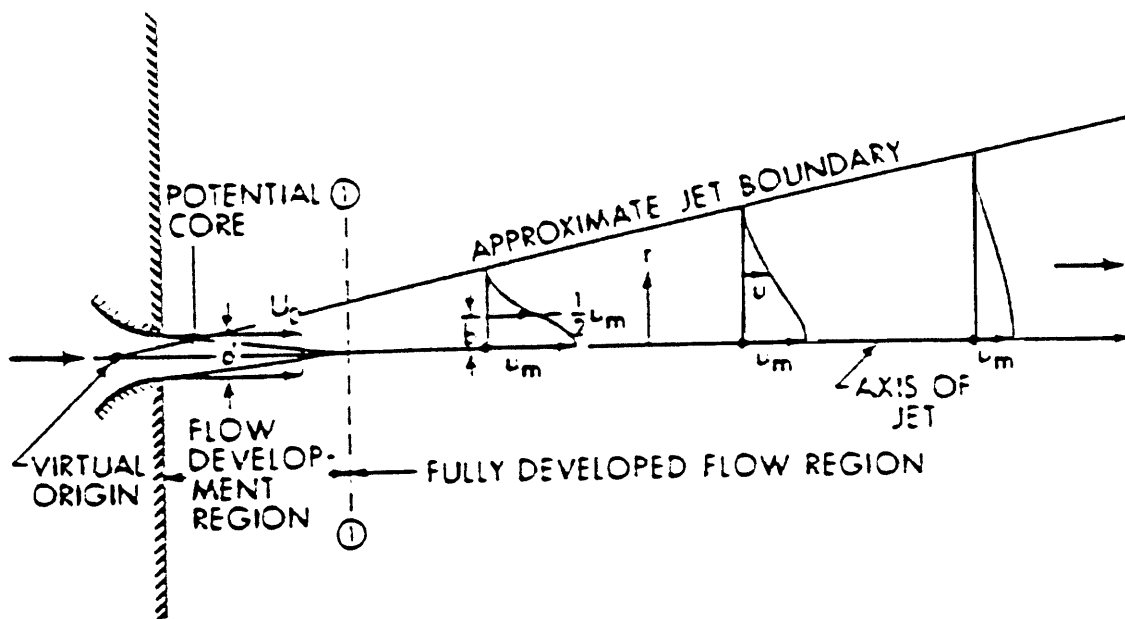


Fig.2.1. Getto turbolento circolare con indicazione della regione di flusso non completamente sviluppata (ZFE) e di quella completamente sviluppata (ZFE).

Le osservazioni sperimentali condotte da molti autori hanno messo in evidenza che nella regione di flusso completamente sviluppato, in ogni sezione trasversale (si veda la fig. 2.1), la velocità decresce con continuità da un massimo u_m (per raggio $r=0$) fino ad annullarsi per valori relativamente grandi di r . Le distribuzioni di velocità, nelle diverse sezioni trasversali, presentano una stessa forma, come mostrato in fig. 2.2.a. Al fine di verificare una possibile similitudine dei profili si potrà rappresentare u/u_m in funzione di r/b , indicando con b il valore di r in cui $u=u_m/2$, come nel caso del getto piano. In letteratura, la scala delle lunghezze b è talvolta definita come la distanza dall'asse del getto in cui $u=u_m/e$. In fig. 2.2.b, in cui b è stata definita come la distanza radiale dall'asse del getto in cui $u=u_m/2$, si osserva che questa adimensionalizzazione consente di avere un unico andamento per i punti di tutti i profili di velocità. Pertanto si può assumere che le scale di velocità e di lunghezza del fenomeno siano, rispettivamente, u_m e b .

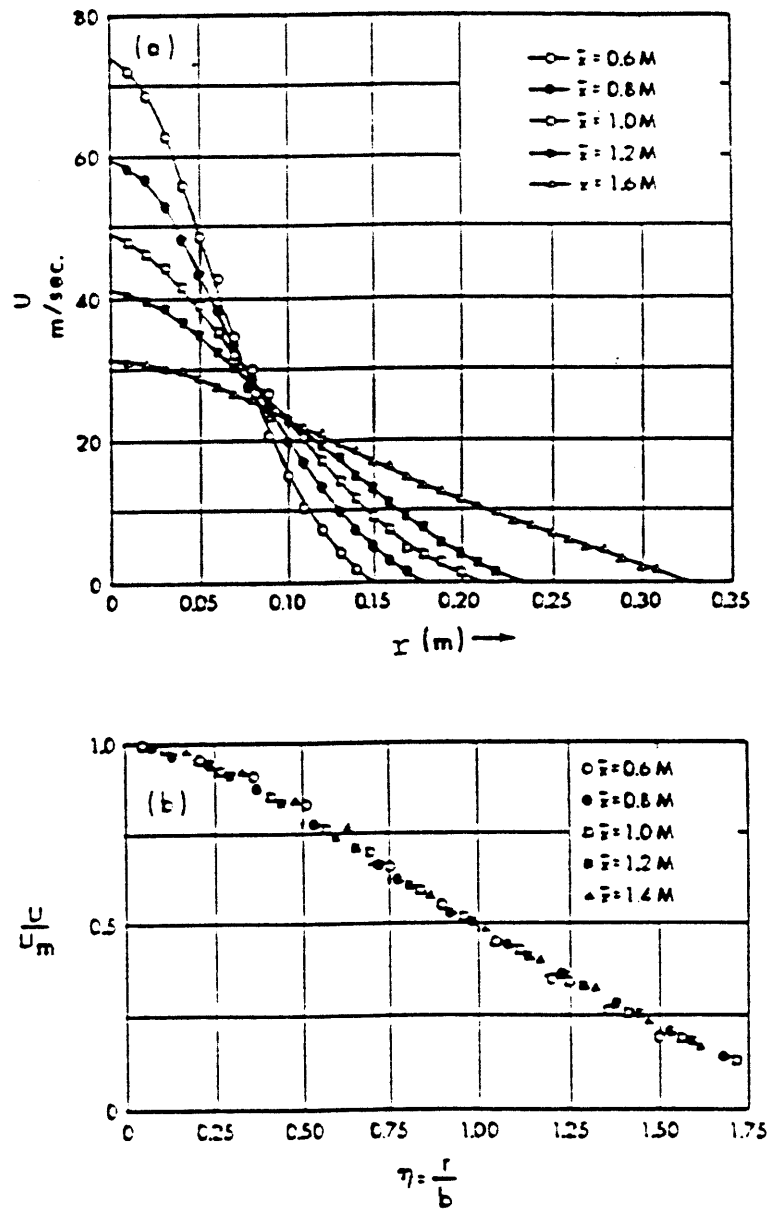


Fig.2.2.a-b Distribuzioni di velocità (non adimensionalizzate e adimensionalizzate) in un getto turbolento circolare.

2.1. Equazioni del moto.

Nel seguito si riportano le equazioni di Reynolds in un sistema di riferimento cilindrico (r, ϕ, z) , in cui r è la coordinata radiale, ϕ la coordinata azimutale e z la coordinata assiale

$$v_r + \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_\phi^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_r}{r^2} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \right) +$$

$$-\left(\frac{\partial}{\partial r} \langle v_r'^2 \rangle + \frac{\partial}{\partial z} \langle v_r' v_z' \rangle + \frac{\langle v_r'^2 \rangle}{r} - \frac{\langle v_\phi'^2 \rangle}{r}\right)$$

$$v_r \frac{\partial v_\phi}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_\phi}{\partial z} + \frac{v_r v_\phi}{r} = v \left(\frac{\partial^2 v_\phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\phi}{\partial r} - \frac{v_\phi}{r^2} + \frac{\partial^2 v_\phi}{\partial z^2} \right) +$$

$$-\left(\frac{\partial}{\partial r} \langle v_r' v_\phi' \rangle + \frac{\partial}{\partial z} \langle v_\phi' v_z' \rangle + 2 \frac{\langle v_r' v_\phi' \rangle}{r}\right)$$

$$v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + v \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) +$$

$$-\left(\frac{\partial}{\partial r} \langle v_r' v_z' \rangle + \frac{\partial}{\partial z} \langle v_z'^2 \rangle + \frac{\langle v_r' v_z' \rangle}{r}\right)$$

con l'equazione di continuità

$$\frac{\partial}{\partial r} r v_r + \frac{\partial}{\partial z} r v_z = 0.$$

avendo indicato con v_r , v_ϕ , v_z le velocità medie temporali nelle direzioni r , ϕ e z rispettivamente e con v_r' , v_ϕ' , v_z' le corrispondenti componenti fluttuanti. Per i getti circolari caratterizzati da assenza di rotazione (*swirl*) intorno all'asse z si ha che $v_\phi = 0$. Pertanto, tutti i termini e le derivate contenenti v_ϕ nelle precedenti equazioni si annullano. Inoltre, normalmente, si assume che $v_z \gg v_r$ e che i gradienti nella direzione radiale siano molto più grandi dei gradienti in direzione longitudinale. Le tensioni viscosi, nell'ipotesi assunta di getti turbolenti, possono essere trascurate rispetto alle tensioni di Reynolds. Inoltre si assume che le tensioni normali di Reynolds in direzione radiale e tangenziale siano approssimativamente uguali (Wynanski e Fiedler, 1969).

Alla luce di queste considerazioni, le equazioni del moto e di continuità diventano

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = - \frac{\partial}{\partial r} \langle v_r'^2 \rangle \quad (2.1.1)$$

$$v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \left(\frac{\partial}{\partial r} \langle v_r' v_z' \rangle + \frac{\langle v_r' v_z' \rangle}{r} + \frac{\partial}{\partial z} \langle v_z'^2 \rangle \right) \quad (2.1.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} r v_r + \frac{\partial}{\partial z} r v_z = 0.$$

Integrando la (2.1.1), sostituendola nella (2.1.2), e semplificando come proposto per un getto piano si ottiene

$$v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \langle r v_r' v_z' \rangle$$

dove p è la pressione all'esterno del getto. Nel seguito, per convenienza, si indicherà la distanza assiale con la variabile x , mentre le componenti di velocità in direzione assiale e radiale saranno indicate con u e v rispettivamente. Inoltre si porrà

$$-\rho \langle v_r' v_z' \rangle = \tau_t$$

Con queste sostituzioni si ha

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} = - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \frac{1}{\rho r} \frac{\partial \tau_t}{\partial r} \quad (2.1.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} r u + \frac{\partial}{\partial r} r v = 0.$$

Poiché in tutte le pratiche applicazioni dp/dx è zero o molto prossimo a zero, nel seguito si considereranno campi di moto con gradiente di pressione nullo. Pertanto la (2.1.3) diviene

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_t}{\partial r}. \quad (2.1.4)$$

2.2. Equazione integrale della quantità di moto.

Nel caso, qui trattato, di un getto circolare che si diffonde in un campo di liquido in quiete costituito dallo stesso fluido del getto, nell'ipotesi di gradiente di pressione nullo, si ha che il flusso della quantità di moto si conserva. Nel seguito si dimostrerà questo asserto.

Si moltiplichi la (2.1.4) per ρr e si integri rispetto ad r da $r=0$ a $r=\infty$. Si ottiene

$$\int_0^\infty \rho u r \frac{\partial u}{\partial x} dr + \int_0^\infty \rho v r \frac{\partial u}{\partial r} dr = \int_0^\infty \frac{\partial \tau_t}{\partial r} dr \quad (2.2.1)$$

$$\int_0^\infty \rho u r \frac{\partial u}{\partial x} dr = \frac{1}{4\pi} \frac{d}{dx} \int_0^\infty 2\pi r \rho u^2 dr$$

$$\int_0^\infty \rho v r \frac{\partial u}{\partial r} dr = [\rho u v r]_0^\infty - \int_0^\infty \rho u \frac{\partial v}{\partial r} dr = \int_0^\infty \rho u \frac{\partial u}{\partial r} dr = \frac{1}{4\pi} \frac{d}{dx} \int_0^\infty 2\pi r \rho u^2 dr$$

$$\int_0^\infty \frac{\partial \tau_t}{\partial r} dr = [\tau_t]_0^\infty = 0.$$

Pertanto la (2.2.1) diviene

$$\frac{d}{dx} \int_0^\infty 2\pi r \rho u^2 dr = 0. \quad (2.2.2)$$

L'equazione (2.2.2) stabilisce che la variazione assiale del flusso della quantità di moto è nulla, ossia che il flusso della quantità di moto in direzione assiale si conserva.

Si usi, ora, la (2.2.2) per ottenere le leggi di variazione delle scale di velocità e di lunghezza. Si ponga

$$\frac{u}{u_m} = f\left(\frac{r}{b}\right) = f(\eta)$$

$$u_m \propto x^p$$

$$b \propto x^q.$$

Utilizzando queste ultime posizioni nella (2.2.2), si ottiene

$$\frac{d}{dx} \rho u_m^2 b^2 \int_0^\infty 2\pi \eta f^2 d\eta = 0.$$

Poiché il valore dell'integrale definito dalla precedente equazione è costante, deve necessariamente aversi che

$$u_m^2 b^2 \propto x^0$$

ossia

$$2p + 2q = 0. \quad (2.2.3)$$

Ora è necessaria un'ulteriore equazione per ricavare gli esponenti p e q. Come già visto per il caso piano questo potrà essere fatto attraverso considerazioni di similitudine delle equazioni del moto o attraverso l'equazione integrale dell'energia, o, infine, attraverso l'ipotesi di intrusione (*entrainment hypothesis*).

2.3. Leggi di similitudine.

Si è già posto

$$\frac{u}{u_m} = f(\eta)$$

e

$$\frac{\tau_t}{\rho u_m^2} = g(\eta).$$

Tenuto conto che, per le posizioni fatte, $u = u_m f$, si ha

$$\frac{\partial u}{\partial x} = u_m \frac{df}{d\eta} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial b} \frac{db}{dx} + f \frac{du_m}{dx} = f u'_m - \frac{u_m b'}{b} \eta f'$$

e

$$u \frac{\partial u}{\partial x} = u_m u'_m f^2 - \frac{u_m^2 b'}{b} \eta f f'.$$

Per ottenere v si dovrà procedere come segue

$$\frac{\partial rv}{\partial r} = - \frac{\partial ru}{\partial x} = -r \frac{\partial u}{\partial x}$$

$$\frac{\partial rv}{\partial r} = u_m b' \eta^2 f' - b u'_m \eta f$$

ossia

$$rv = \int_0^r \frac{\partial rv}{\partial r} dr = \int_0^r (u_m b' \eta^2 f' - b u'_m \eta f) dr = u_m b' b \int_0^\eta \eta^2 f' d\eta - b^2 u'_m \int_0^\eta \eta f d\eta$$

e quindi

$$v = u_m b' \frac{1}{\eta} \int_0^\eta \eta^2 f' d\eta - b u'_m \frac{1}{\eta} \int_0^\eta \eta f d\eta. \quad (2.3.1)$$

Si ponga

$$F_1(\eta) = \frac{1}{\eta} \int_0^\eta \eta'^2 f' d\eta' \quad F_2(\eta) = \frac{1}{\eta} \int_0^\eta \eta' f d\eta'$$

allora

$$v = u_m b' F_1(\eta) - b u_m' F_2(\eta)$$

$$\frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} (u_m f) = \frac{u_m f'}{b}.$$

Pertanto

$$v \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{u_m^2 b'}{b} f' F_1(\eta) - u_m u_m' f' F_2(\eta) \quad (2.3.2)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{1}{r} \frac{\partial r}{\partial r} \tau_t = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_m^2 g) = \frac{u_m^2}{r} \left(g + \frac{r g'}{b} \right) = \left(\frac{u_m^2}{b} \frac{g}{\eta} + g' \right)$$

ossia

$$\frac{1}{\rho} \frac{1}{r} \frac{\partial r}{\partial r} \tau_t = \frac{u_m^2}{b} G(\eta) \quad (2.3.3)$$

avendo posto

$$G(\eta) = \frac{g}{\eta} + g'.$$

Sostituendo le (2.3.1), (2.3.2) e (2.3.3) nella (2.1.4) e semplificando si ottiene

$$G = \frac{b u_m'}{u_m} (f^2 - f' F_2) - b' (\eta f f' - f' F_1).$$

Affinché la precedente equazione possa essere soddisfatta è necessario che il secondo membro sia una funzione della sola η .

Questo comporta che

$$\frac{bu'_m}{u_m} \propto x^0 \quad (2.3.4)$$

$$b' \propto x^0. \quad (2.3.5)$$

La (2.3.4) dà luogo alla seguente equazione

$$q+p-1-p=0$$

ossia $q=1$. Analogo risultato, ovviamente, si ottiene dalla (2.3.5). Si osserva che, se si ponesse $b'=0$, si otterrebbe $b=\text{costante}$, in contrasto con ogni risultato sperimentale. Analogamente se si ponesse $bu'_m/u_m=0$, si otterrebbe $u_m=\text{costante}$. Tale risultato è inaccettabile come dimostrano tutti i rilievi sperimentali.

Per la (2.2.3), tenuto conto che $q=1$, si ottiene $p=-1$. Questo porta a concludere che

$$u_m \propto \frac{1}{x}$$

$$b \propto x.$$

2.4. Equazione integrale dell'energia.

Si moltiplichi la (2.1.4) per r e si integri tra $r=0$ e $r=\infty$. Si ottiene

$$\int_0^\infty \rho r u^2 \frac{\partial u}{\partial x} dr + \int_0^\infty \rho r u v \frac{\partial u}{\partial r} dr = \int_0^\infty u \frac{\partial r \tau_t}{\partial r} dr \quad (2.4.1)$$

$$\int_0^{\infty} \rho r u^2 \frac{\partial u}{\partial x} dr = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} u \frac{\partial}{\partial x} 2\pi r \frac{\rho u^2}{2} dr$$

$$\int_0^{\infty} \rho r u v \frac{\partial u}{\partial r} dr = \int_0^{\infty} r v \frac{\partial}{\partial r} \frac{\rho u^2}{2} dr = \left[r v \frac{\rho u^2}{2} \right]_0^{\infty} - \int_0^{\infty} \frac{\rho u^2}{2} \frac{\partial r v}{\partial r} dr = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{\rho u^2}{2} \frac{\partial u}{\partial x} 2\pi r dr$$

Sommando le ultime due relazioni, si ottiene

$$\int_0^{\infty} \rho r u^2 \frac{\partial u}{\partial x} dr + \int_0^{\infty} \rho r u v \frac{\partial u}{\partial r} dr = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{\partial}{\partial x} u \frac{\rho u^2}{2} 2\pi r dr = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dx} \int_0^{\infty} 2\pi r dr u \frac{\rho u^2}{2}.$$

Considerando gli altri termini si ottiene

$$\int_0^{\infty} u \frac{\partial r \tau_t}{\partial r} dr = \left[u r \tau_t \right]_0^{\infty} - \int_0^{\infty} r \tau_t \frac{\partial u}{\partial r} dr = - \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} 2\pi r dr \tau_t \frac{\partial u}{\partial r}.$$

L'equazione (2.4.1) diviene ora

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\infty} 2\pi r dr u \frac{\rho u^2}{2} = - \int_0^{\infty} 2\pi r dr \tau_t \frac{\partial u}{\partial r}. \quad (2.4.2)$$

La precedente equazione mette in evidenza che la riduzione del flusso di energia cinetica del campo di moto medio è legata alla produzione di energia turbolenta.

Si usi, ora, la (2.4.2) per ottenere i coefficienti p e q. Si ponga

$$\frac{u}{u_m} = f(\eta) \quad \frac{\tau_t}{\rho u_m^2} = g(\eta).$$

Sostituendo le precedenti relazioni nella (2.4.2) si ottiene

$$\frac{d}{dx} \left(\rho u_m^3 b^2 \int_0^{\infty} \frac{1}{2} \eta f^3 d\eta \right) = - \rho u_m^2 u_m \frac{b^2}{b} \int_0^{\infty} \eta g f' d\eta. \quad (2.4.3)$$

Si facciano le seguenti posizioni

$$F_3 = \int_0^{\infty} \frac{1}{2} \eta f^3 d\eta \quad F_4 = \int_0^{\infty} \eta g f' d\eta.$$

La (2.4.3) diviene

$$\frac{d}{dx} (u_m^3 b^2) / u_m^3 b = - \frac{F_4}{F_3} = F_5$$

e, poiché F_3 , F_4 e F_5 sono delle costanti, si ottiene

$$\begin{aligned} 3p + 2q - 1 - 3p - q &= 0 \\ q - 1 &= 0 \end{aligned}$$

da cui $q=1$ e $p=-1$.

2.5. Ipotesi di intrusione.

Se si indica con Q_0 la portata fuoriuscente dall'orifizio e con Q la portata del getto nella generica sezione trasversale di coordinata x , è noto, per quanto già detto a proposito dei getti piani, che il rapporto $Q(x)/Q_0$ è maggiore dell'unità e aumenta con x . Questo significa che il getto è interessato da un processo di intrusione del fluido ambiente circostante.

La portata Q può essere così espressa

$$Q = \int_0^{\infty} 2\pi r u dr$$

$$\frac{dQ}{dx} = \frac{d}{dx} \int_0^{\infty} 2\pi r u dr = 2\pi B v_e \quad (2.5.1)$$

dove B è il valore di r in corrispondenza del quale si può considerare u molto piccolo e, quindi trascurabile, mentre v_e è la velocità di intrusione. Da considerazioni proprie

dell'analisi dimensionale è possibile scrivere

$$v_e = \alpha_e u_m \quad (2.5.2)$$

mentre, poiché B è un'altra scala delle lunghezze, si può porre

$$B \propto x^q.$$

Si osserva che la (2.5.1) diviene

$$\frac{d}{dx} (u_m b^2 \int_0^\infty 2\pi\eta f d\eta) = 2\pi B v_e$$

o

$$\frac{d}{dx} (u_m b^2) / B v_e \propto x^0.$$

Quest'ultima relazione comporta che

$$p + 2q - 1 - q - p = 0$$

ossia $q=1$. Si è ottenuto, per altra via, la relazione già vista in precedenza.

2.6. Considerazioni dall'analisi dimensionale.

Si è già dimostrato che per un getto circolare con gradiente di pressione nullo, il flusso di quantità di moto si conserva. Ciò significa che M_0 , definito come il flusso di quantità di moto nella sezione di uscita del getto, è un parametro di particolare interesse.

A grande distanza dalla sezione di uscita si può ritenere che il getto non risenta della forma dell'ugello. Pertanto si può scrivere che

$$u_m = f_1(M_0, \rho, x).$$

Nella precedente equazione si è ipotizzato di poter trascurare la viscosità, ritenendo che il numero di Reynolds del getto nella sezione di uscita sia più grande di alcune migliaia. Si può ritenere (Fisher et al, 1979) che il getto sia turbolento se il numero indice di Reynolds nella sezione di efflusso è maggiore di 2000. Tuttavia, Labus e Symons (1972), ritengono che un flusso turbolento non è completamente sviluppato se $Re < 4000$.

Usando il teorema di Buckingham si ottiene

$$\frac{u_m}{\sqrt{M_0 / \rho x^2}} = \text{costante} = C'_1. \quad (2.6.1)$$

Poiché $M_0 = \pi r_0^2 \rho U_0^2$, con r_0 raggio dell'orifizio, la (2.6.1) diviene

$$\frac{u_m}{U_0} = \sqrt{\pi} C'_1 \frac{1}{x / r_0}$$

ossia

$$\frac{u_m}{U_0} = \frac{C_1}{x / r_0} = \frac{C_1 / 2}{x / d}$$

con C_1 costante da determinarsi sperimentalmente.

Per quanto attiene la scala delle lunghezze, dall'analisi dimensionale, analogamente ai getti piani, si dimostra che

$$b = C_2 x. \quad (2.6.2)$$

2.7. Soluzioni proposte in letteratura.

Per la risoluzione del problema idrodinamico di un getto circolare turbolento si hanno a disposizione l'equazione del moto (2.1.3) e l'equazione di continuità a fronte delle tre incognite u , v e τ . Tollmien propose di costruire la terza equazione usando l'ipotesi della lunghezza di mescolamento di Prandtl, ponendo

$$\tau_t = \rho l^2 \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2$$

avendo indicato con l la lunghezza di mescolamento. Operando in questo modo si ottiene

$$\frac{u_m}{U_0} = \frac{0.965}{ax/r_0} \quad (2.7.1)$$

essendo a una costante da ricavarsi sperimentalmente.

Goertler propose di chiudere il sistema di equazioni alla base del problema idrodinamico del getto facendo uso dell'ipotesi della viscosità turbolenta (*eddy viscosity*) di Prandtl, ponendo

$$\tau_t = \rho \varepsilon \frac{\partial u}{\partial r}$$

con

$$\varepsilon \propto u_m b.$$

Operando in questo modo si ottiene

$$\frac{u_m}{U_0} = \frac{\sigma}{1.61} \frac{1}{x/r_0}. \quad (2.7.2)$$

I risultati sperimentali di Trupel (1915) (si veda Abramovich, 1963), con distribuzione uniforme di velocità all'orifizio, possono essere interpretati ponendo la costante a , della soluzione secondo Tollmien, uguale a 0.066. Per distribuzioni di velocità all'orifizio non uniformi i valori di a sembrano essere più grandi del precedente, come mostrano i risultati sperimentali di Turkus e Syrkina (Abramovich, 1963), per i quali $a=0.076$. Abramovich, per il caso di distribuzione uniforme di velocità all'orifizio, propose $a=0.066$; in tal caso la relazione (2.7.1) diviene

$$\frac{u_m}{U_0} = \frac{7.32}{x/d}.$$

Utilizzando la soluzione secondo Goertler, per interpretare i risultati di Reichardt, l'equazione (2.7.2) con $\sigma = 18.5$ diviene

$$\frac{u_m}{U_0} = \frac{5.75}{x/d}.$$

I risultati di Hinze e Zijnen (1949) portano a concludere che

$$\frac{u_m}{U_0} = \frac{6.39}{x/d + 0.6}.$$

L'origine virtuale di un getto assilmetrico, secondo i risultati sperimentali di Hinze e Zijnen è localizzata a $0.6d$ dietro l'orifizio. Abramovich (1963) indica un'origine virtuale localizzata a $2.2d$ dietro l'orifizio. A causa di questa incertezza nella valutazione dell'origine virtuale, Rajaratnam (1976), come per i getti piani, suggerisce di localizzare tale origine in corrispondenza dell'orifizio.

Albertson et al. (1950) trovarono

$$\frac{u_m}{U_0} = \frac{6.2}{x'/d}$$

essendo x' la coordinata longitudinale con origine virtuale.

Rajaratnam, per scopi pratici, consiglia di usare la seguente relazione

$$\frac{u_m}{U_0} = \frac{6.3}{x/d}.$$

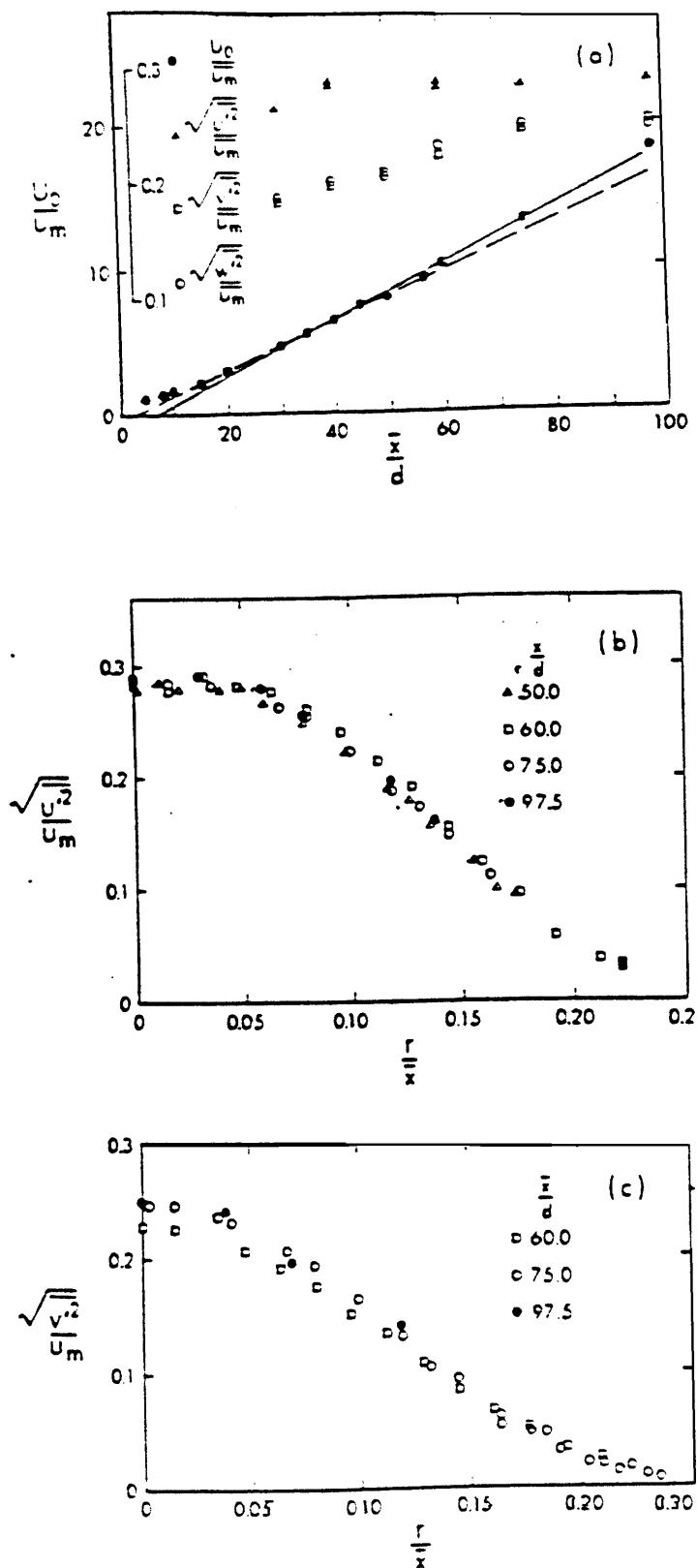


Fig. 2.7.1.a-b-c. Tipici andamenti delle velocità in asse (a); dell'r.m.s. delle velocità longitudinali (b); e dell'r.m.s. delle velocità radiali (c) in un getto turbolento circolare.

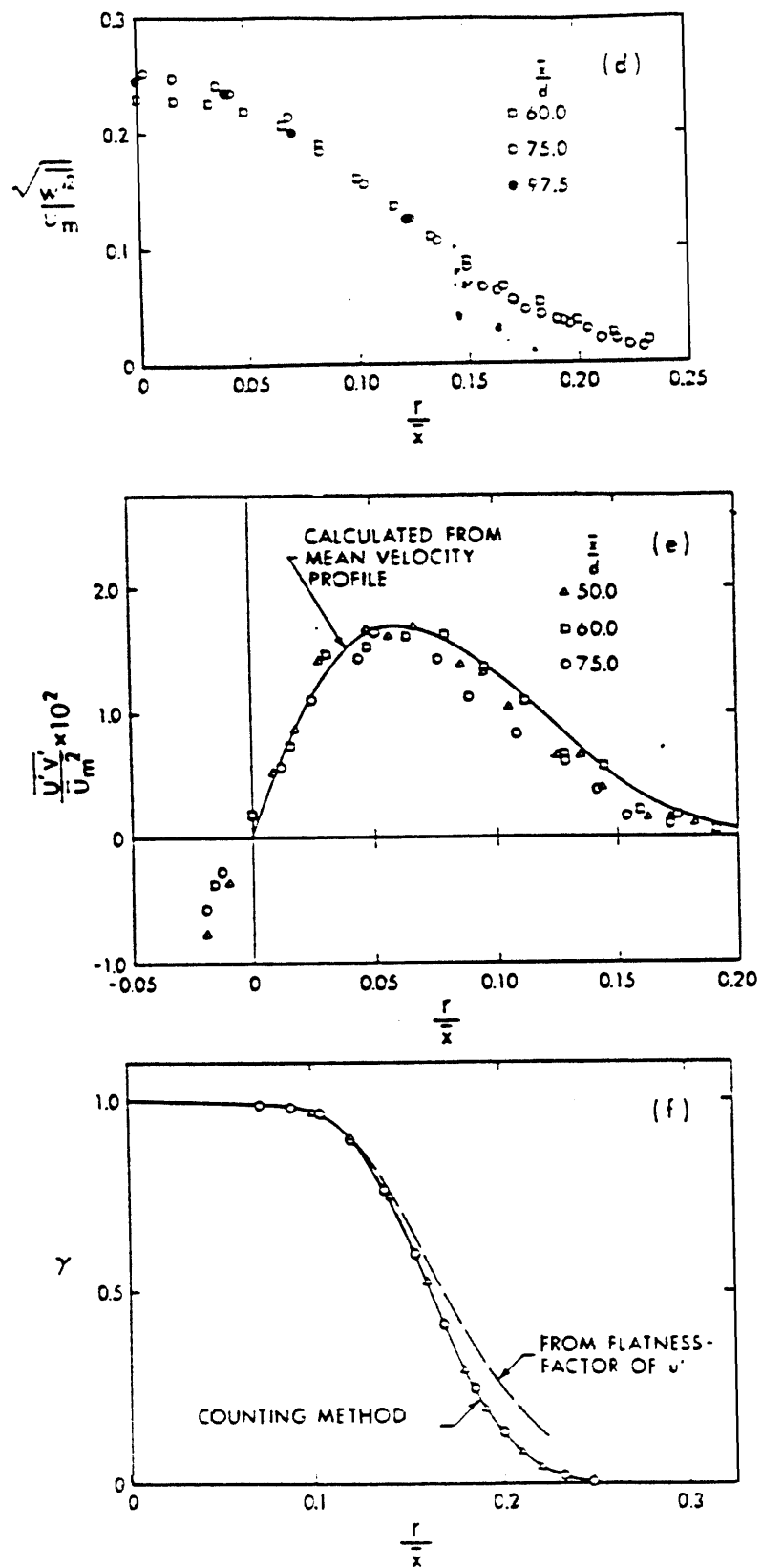


Fig. 2.7.1.d-e-f. Tipici andamenti dell'r.m.s. delle componenti azimutali di velocità (d); delle tensioni tangenziali (e); e del fattore di intermittenza (f) (si veda il par. 15.2.1.2).

Per quanto attiene la costante C_2 della (2.6.2), Tollmien (1926) trova $C_2=0.082$. Corrsin (1946) propone $C_2=0.084$, Abramovich (1963) suggerisce $C_2=0.097$, che è un valore molto vicino a 0.0965 proposto da Albertson et al. (1950) e a 0.094 proposto da Hinze e Zijnen (1949). Per scopi pratici Rajaratnam propone

$$b = 0.10x$$

analogamente al caso di getto piano.

Le misurazioni di alcune grandezze cinematiche dei getti turbolenti sono state condotte da molti autori; si ricordano Corrsin (1946), Wygnanski e Fiedler (1969). Le figg. 2.7.1.a-f riportano i valori delle velocità medie in asse e gli andamenti di alcune tipiche variabili turbolente, secondo Wygnanski e Fiedler, che condussero esperienze su un getto subsonico di aria fuoriuscente da un orifizio del diametro di circa 2.6 cm con numero di Reynolds di 10^5 .

Per quanto attiene il coefficiente di intrusione α_e , definito dalla (2.5.2), in letteratura si pone $\alpha_e=0.026$.