

Le azioni e gli effetti del vento sui pali e sulle torri monotubolari

The action and effects of wind on poles and monotubular towers

Di fronte a un'evoluzione costruttiva tale da evidenziare la crescente difficoltà di apprezzare in maniera appropriata le azioni e gli effetti del vento sui pali e sulle torri monotubolari di acciaio, gli associati della Sezione pali e torri monotubolari dell'ACAI, Associazione fra i Costruttori in Acciaio Italiani, hanno invitato il Dipartimento di Ingegneria Strutturale e Geotecnica (DISEG) dell'Università di Genova a formulare un procedimento di calcolo ad hoc per questa tipologia strutturale. Ciò ha dato origine a una convenzione di ricerca al cui interno si è articolato un vasto programma di studi teorici e sperimentali ai quali hanno preso parte, da un lato, ricercatori e personale di laboratorio del DISEG, dall'altro, un gruppo di lavoro tecnico incaricato dall'ACAI stessa. La presente memoria illustra i fenomeni fisici e i principi generali alla base del procedimento proposto. Esso è concepito e sviluppato con il preciso obiettivo di cogliere l'essenza dei fenomeni dinamici indotti dal vento, nel contempo conservando l'impostazione e la struttura formale della normativa italiana e dell'Eurocodice. Per queste sue proprietà, pur nell'ambito di formulazioni innovative congruenti con le attuali frontiere dell'ingegneria del vento, l'applicazione del metodo è rivolta a operatori con competenze ingegneristiche.

In the light of the evolution taking place in the field of construction and the production of increasingly slender and lightweight structures, the increasing difficulty in correctly assessing the actions and effects of wind on steel poles and monotubular towers has become evident. In an attempt to deal with this situation, the ACAI (Italian Steel Constructors Association) Associates from the poles and monotubular towers Section asked the Department of Structural and Geotechnical Engineering (DISEG) of the University of Genoa to formulate a specific calculation procedure for structures of this kind. This led to the setting up of a theoretical and experimental research programme by DISEG researchers and laboratory staff, in cooperation with a technical working party appointed by the ACAI. This paper sets out the physical phenomena and general principles that form the basis of the procedure proposed, which has been conceived and developed to enable us to reach an understanding of the dynamic phenomena induced by wind, while retaining the layout and formal structure of the Italian standards and the Eurocode. As a result of these factors, and within the context of innovative formulations in line with the current outer limits of wind engineering, the application of this method is geared towards operators with competence in the field of engineering.

Prof. dr. ing. Giovanni Solari
dr. ing. Luisa Carlotta Pagnini

DISEG, Dipartimento di Ingegneria Strutturale e Geotecnica, Università di Genova.

1. INTRODUZIONE

Il progetto e la verifica dei pali e delle torri monotubolari di acciaio costituiscono a prima vista problemi assai semplici. Il costo dei singoli manufatti e quindi la loro importanza possono dirsi certamente contenuti. Lo schema statico, una mensola con una o più masse concentrate, è quanto di meno complesso possa realizzarsi in ambito strutturale. Sebbene essi possano raggiungere altezze elevate, queste non appaiono comunque mai eccessive.

Un esame più attento di questa tipologia strutturale rivela problemi e stati di fatto del tutto diversi. Se è vero che il costo delle singole strutture è in genere limitato, esse sono prodotte in numero talmente elevato da costituire un problema economico di rilievo. A fronte di uno schema statico semplice al limite della banalità, queste strutture subiscono, a causa del vento, effetti dinamici di rara complessità. Quale che sia l'altezza raggiunta, la snellezza del fusto è elevata come forse in nessun'altra struttura. L'accoppiamento della snellezza del fusto con la presenza di masse localizzate, soprattutto quella di sommità, trasforma il problema dinamico in problema aeroelastico, dando luogo, in linea di principio, a molteplici condizioni critiche di interazione vento-struttura.

Le conseguenze in campo normativo sono palesi. Esistono norme specifiche rivolte a queste strutture [1-3] basate su criteri di calcolo empirico, del tutto avulsi dai fenomeni fisici in essere. L'impiego delle norme vigenti in epoca ante-Eurocodice [4-8], pensate e tarate su ben altri problemi, è del tutto ingiustificato in questo settore. L'Eurocodice sulle azioni del vento [9], le nuove norme italiane [10,11] che ad esso si ispirano, e più in generale tutti i regolamenti di nuova generazione [12] sono dichiaratamente inapplicabili a questa tipologia.

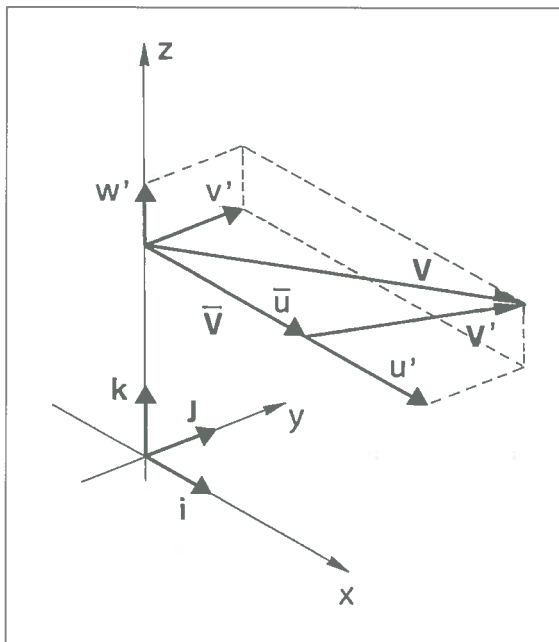
Di fronte a questa realtà variegata e complessa, gli associati della Sezione pali e torri monotubolari dell'ACAI hanno chiesto all'Istituto di Scienza delle Costruzioni dell'Università di Genova (dal primo gennaio 1997 Dipartimento di Ingegneria Strutturale e Geotecnica, DISEG) di studiare il problema giungendo a formulare un procedimento di calcolo per l'analisi delle azioni e degli effetti del vento. Ciò ha dato origine a una convenzione di ricerca al cui interno si è articolato un vasto programma di studi teorici e sperimentali

[13-16] a cui hanno partecipato, da un lato, i ricercatori e il personale di laboratorio del DISEG, dall'altro, un gruppo di lavoro tecnico incaricato dall'ACAI, Sezione pali e torri monotubolari.

La presente memoria illustra i fenomeni fisici e i principi generali alla base del procedimento proposto. Esso è concepito e sviluppato con il preciso obiettivo di cogliere l'essenza dei fenomeni dinamici indotti dal vento, nel contempo conservando l'impostazione e la struttura formale della normativa italiana e dell'Eurocodice. Per queste sue proprietà, pur nell'ambito di formulazioni innovative congruenti con le attuali frontiere dell'ingegneria del vento, l'applicazione del metodo è rivolta a operatori con competenze ingegneristiche.

2. IL CAMPO DI VENTO

Sia x,y,z un sistema di riferimento cartesiano con l'origine O posta sul terreno; z è verticale e diretto verso l'alto. Il campo di vento lungo l'asse z è rappresentato dalla legge temporale del valore istantaneo della velocità vettoriale \mathbf{V} (Figura 1):



$$\mathbf{V}(z;t) = \bar{\mathbf{V}}(z) + \mathbf{V}'(z;t) \quad (1)$$

dove t è il tempo, $\bar{\mathbf{V}}$ è la velocità media su un'intervallo temporale $T = 10$ minuti, \mathbf{V}' è la fluttuazione turbolenta di \mathbf{V} nell'intorno di $\bar{\mathbf{V}}$. Considerando la fascia atmosferica a stretto contatto col suolo ($0 \leq z \leq 100$ m), queste grandezze sono fornite dalle relazioni:

$$\bar{\mathbf{V}}(z) = \bar{u}\mathbf{i} \quad (2)$$

$$\mathbf{V}'(z;t) = iu'(z;t) + jv'(z;t) + kw'(z;t) \quad (3)$$

nelle quali $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ sono i versori di x, y, z ; \bar{u} è la velocità media del vento parallela a x ; u', v', w' sono la componente longitudinale (x), laterale (y) e verticale (z) della turbolenza. In virtù delle ipotesi successivamente introdotte, w' dà luogo ad azioni ed effetti marginali. Nel seguito della trattazione sarà quindi trascurata.

Conformemente ai modelli adottati dalla norma italiana [10,11] e dall'Eurocodice [9], il profilo della velocità media del vento è espresso dalla formula:

$$\bar{u}(z) = u_{ref}(\bar{R})c_r(z)c_t(z) \quad (4)$$

Figura 1 - Velocità istantanea del vento.

dove u_{ref} è la velocità di riferimento, cioè la velocità media del vento, a 10 m di altezza, su un terreno omogeneo liscio e pianeggiante, con periodo medio di ritorno \bar{R} ; c_t è il coefficiente di topografia; c_r è il coefficiente di rugosità:

$$c_r(z) = k_r \ln(z_{min} / z_0) \quad \text{per } z \leq z_{min} \quad (5)$$

$$c_r(z) = k_r \ln(z / z_0) \quad \text{per } z \geq z_{min}$$

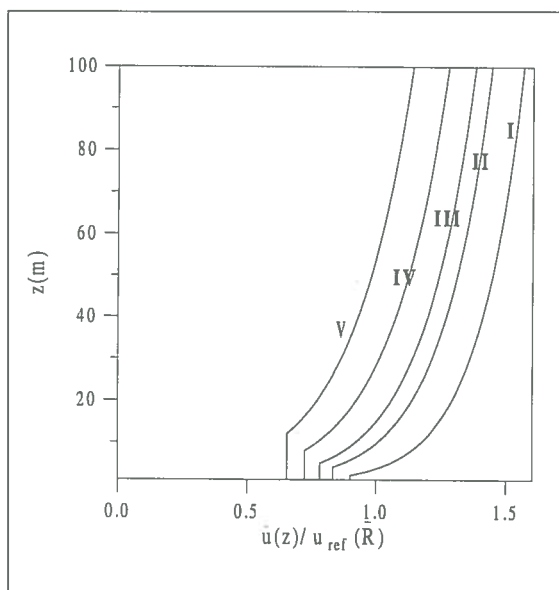


Figura 2 - Velocità media del vento (per $c_t = 1$).

k_r è il fattore di terreno, z_0 è la lunghezza di rugosità, z_{min} è l'altezza minima, cioè la quota sotto la quale la velocità media del vento è assegnata costante a favore di sicurezza.

La Tabella I riporta i valori dei parametri k_r, z_0, z_{min} adottati in Italia per le 5 categorie di esposizione previste dalla legge. Per ciascuna di queste, in assenza di rilievi locali isolati ($c_t = 1$), la Figura 2 mostra i profili della velocità media del vento. A parità di area geografica, essa cresce con z ed è tanto maggiore quanto minore è la scabrezza del suolo.

Categoria d'esposizione	k_r	z_0 (m)	z_{min} (m)	δ
I	0.17	0.01	2	0.12
II	0.19	0.05	4	0.24
III	0.20	0.10	5	0.29
IV	0.22	0.30	8	0.37
V	0.23	0.70	12	0.43

Tabella I - Parametri $k_r, z_0, z_{min}, \delta$.

La turbolenza atmosferica costituisce un processo aleatorio, stazionario e gaussiano. Si assume che le fluttuazioni turbolente siano piccole rispetto alla velocità media del vento ($u' \ll u$, $v' \ll u$) [17] e che inoltre u' e v' siano fra loro non correlate e quindi indipendenti [18]. Da un punto di vista integrale le componenti u' e v' della turbolenza sono rappresentate dalle rispettive intensità:

$$I_\varepsilon(z) = \frac{\sigma_\varepsilon}{\bar{u}(z)} = \frac{k_\varepsilon}{\ln(z/z_0)} \quad (\varepsilon = u, v) \quad (6)$$

dove σ_ε è la deviazione standard di ε' , assunta invariante con z [19]; $k_u = 1$ [9], $k_v = 0.78$ [20]. La Figura 3 mostra i profili di I_u , I_v per le 5 categorie di esposizione italiana. Essi crescono in prossimità del terreno e con la scabrezza, laddove sono grandi le forze di attrito. Naturalmente $I_u > I_v$ (Eq. 6). Da un punto di vista energetico u' e v' sono rappresentati dai rispettivi spettri incrociati di potenza. Essi sono forniti dalla relazione:

$$S_\varepsilon(z, z'; n) = \sqrt{S_\varepsilon(z; n) S_\varepsilon(z'; n)} \text{Coh}_\varepsilon(z, z'; n) \quad (\varepsilon = u, v) \quad (7)$$

nella quale n è la frequenza; S_ε e Coh_ε sono rispettivamente lo spettro di potenza e la funzione di coerenza di ε' . Il primo definisce il contenuto armonico della turbolenza alla quota z sul terreno; la seconda quantifica la correlazione fra medesime componenti di fluttuazione a quote diverse. Applicando il procedimento proposto in [20] il contenuto armonico di ε' alla quota z è assegnato dalla formula:

$$\frac{n S_\varepsilon(z; n)}{\sigma_\varepsilon^2(z)} = \frac{d_\varepsilon n L_\varepsilon(z) / \bar{u}(z)}{[1 + 1.5 d_\varepsilon n L_\varepsilon(z) / \bar{u}(z)]^{5/3}} \quad (\varepsilon = u, v) \quad (8)$$

nella quale $d_u = 6.868$, $d_v = 9.434$; L_ε è la scala integrale della componente ε' della turbolenza in direzione x [9,20]:

$$L_u(z) = 300(z/300)^\delta; \quad L_v(z) = 0.25 L_u(z) \quad (L_u, L_v, z \text{ in m}) \quad (9)$$

$$\delta = 0.46 + 0.074 \ln(z/z_0) \quad (z_0 \text{ in m}; \quad 0.12 \leq \delta \leq 0.63) \quad (10)$$

La Tabella I elenca i parametri δ corrispondenti alle 5 categorie di esposizione italiana. La Figura 4 riporta i profili di L_u , L_v chiarendone la dipendenza dalla quota e dalla scabrezza del suolo; soprattutto evidenzia l'ampiezza dominante di L_u rispetto a L_v .

La funzione di coerenza di ε' è data dall'espressione [20]:

$$\text{Coh}_\varepsilon(z, z'; n) = \exp\left\{-\frac{2nC_{z\varepsilon}|z-z'|}{\bar{u}(z)+\bar{u}(z')}\right\} \quad (\varepsilon = u, v) \quad (11)$$

nella quale $C_{zu} = 11.5$ [9] e $C_{zv} = 7.0$ [20] sono i fattori di decadimento esponenziale di u' e v' in direzione z .

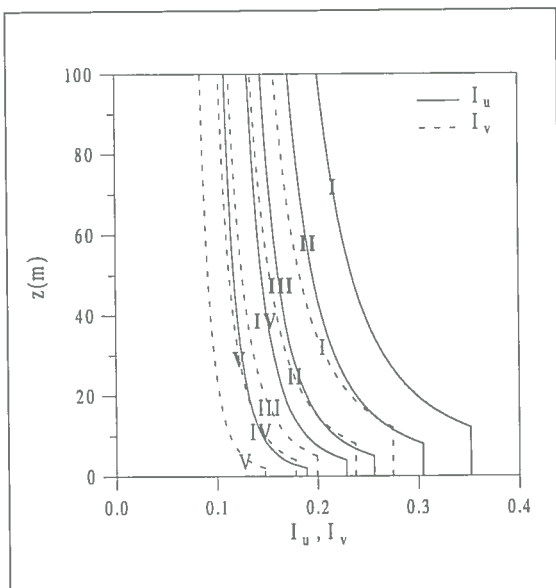


Figura 3 - Intensità della turbolenza.

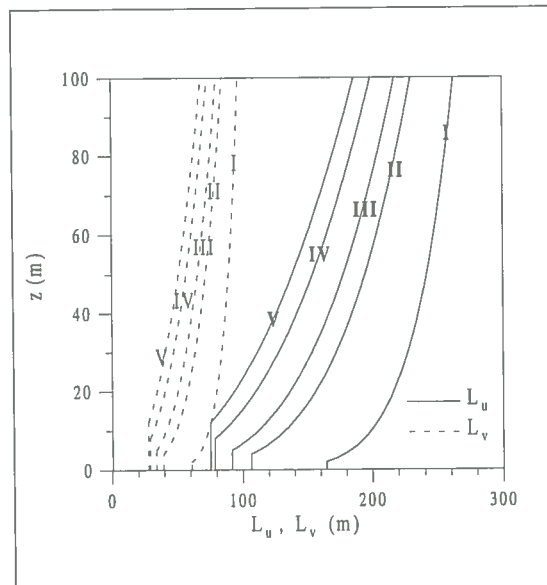


Figura 4 - Scala integrale della turbolenza.

Figura 5 - Spettri di potenza della turbolenza.

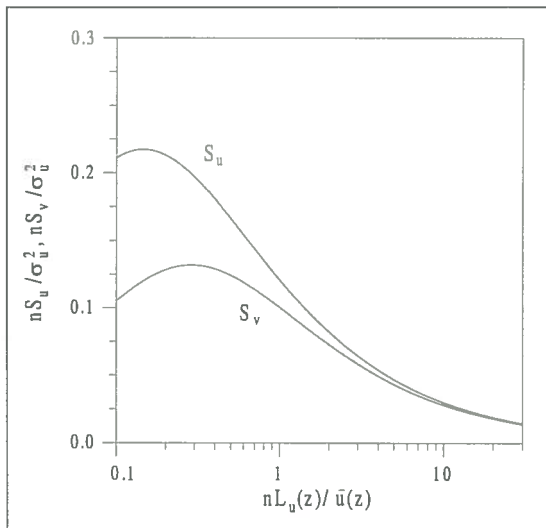


Figura 6 - Funzioni campione della turbolenza.

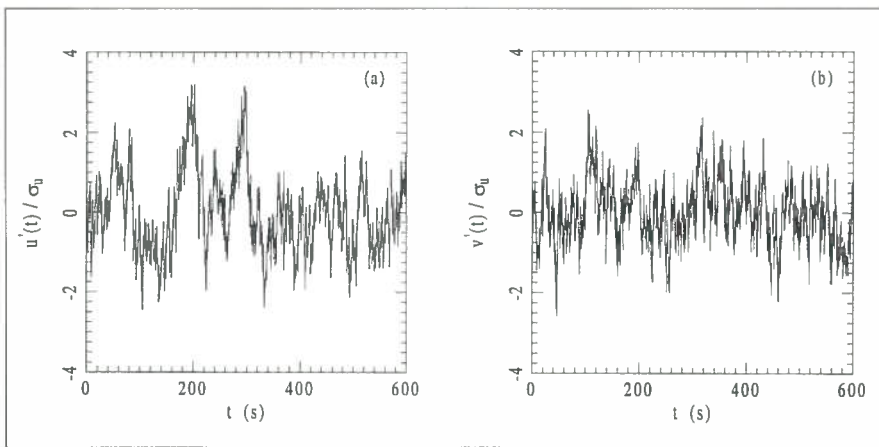


Figura 7 - Funzioni di coerenza della turbolenza.

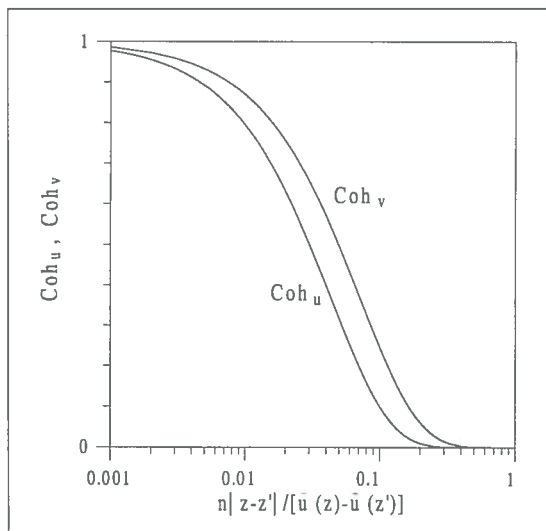
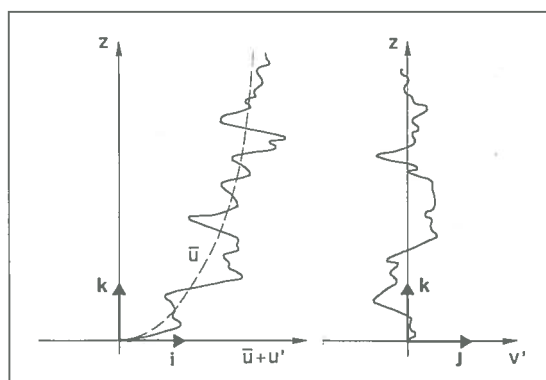


Figura 8 - Configurazione spaziale del vento.



La Figura 5 pone a confronto gli spettri di potenza di u' e v' .

La Figura 6 mostra due tipiche storie temporali campione. In virtù del valore ridotto di L_w rispetto a L_w , quantunque u' sia più intenso di v' (la varianza delle fluttuazioni è l'integrale dello spettro fra 0 e infinito), il contenuto armonico di v' è simile a quello di u' nel dominio delle alte frequenze dove ricadono le frequenze proprie delle strutture. Per questa sua prerogativa, la componente laterale della turbolenza è spesso parimenti gravosa della componente longitudinale, nei riguardi degli effetti dinamici.

La Figura 7 pone a confronto le funzioni di coerenza di u' e v' . Fissate due storie di turbolenza alle quote z e z' , le componenti laterali sono più correlate delle componenti longitudinali, e quindi dinamicamente onerose, proprio nel campo armonico dove usualmente ricadono le frequenze proprie delle strutture.

Ciò ulteriormente conferma le osservazioni già poste in luce dalle Figure 5 e 6.

La Figura 8 fornisce uno schema qualitativo della configurazione spaziale del vento a un istante fissato. La scorrelazione della turbolenza, crescente con la distanza $|z-z'|$ (Eq. 11), rende i valori di picco della velocità non contemporanei. Ciò risulta essenziale nei riguardi delle azioni e della risposta che sono tanto più attenuate quanto maggiori sono le dimensioni della struttura investita dal vento.

Si osservi infine che i modelli del vento sopra illustrati aderiscono perfettamente all'Eurocodice e alla normativa italiana per quanto attiene alla velocità media del vento e alla turbolenza longitudinale.

Allo stato attuale nessuna norma tiene esplicito conto della turbolenza laterale che invece gioca sui pali e sulle torri monotubolari, come sarà più chiaro nel seguito, un ruolo tutt'altro che trascurabile. Ciò rende il corpo normativo vigente di fatto inapplicabile a questa tipologia strutturale.

3. AZIONI AERODINAMICHE

Si consideri il palo o la torre monotubolare in Figura 9.

Il fusto è schematizzato mediante una mensola snella il cui asse verticale coincide con l'asse z di riferimento; la sezione trasversale ha forma tubolare circolare o poligonale regolare; sia h la lunghezza fuori terra del fusto; $-h_0$ è la quota dell'estradosso della fondazione.

Al fusto sono applicate N masse localizzate (l'armatura in sommità, le piattaforme strumentali o di riposo, ...) in corrispondenza di punti nodali k ($k = 1, 2, \dots, N$) all'altezza z_k . Le note [13, 15] trattano il caso generale in cui il centro geometrico delle masse non coincide con il nodo k .

La struttura, immersa nel campo di vento descritto nel paragrafo 2, è sottoposta a un complesso di azioni aerodinamiche in parte distribuite lungo l'asse del fusto, in parte concentrate nel centro geometrico delle masse.

Le azioni sul fusto sono riconducibili a forze parallele F_{ix} e ortogonali F_{iy} alla direzione del vento e a momenti torcenti M_{iz} intorno all'asse z (Figura 10).

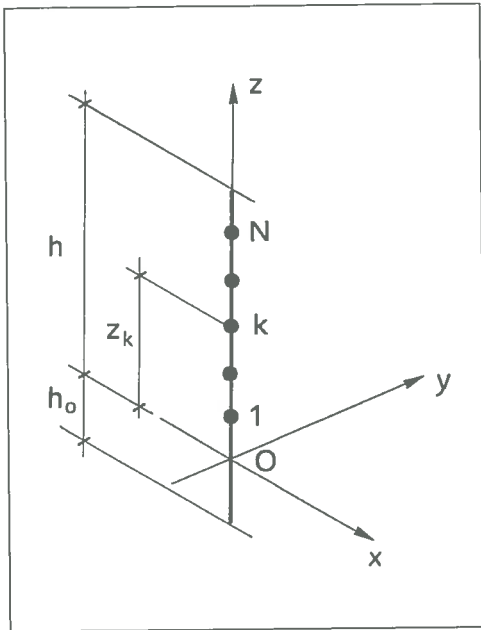


Figura 9 - Modello aerodinamico.

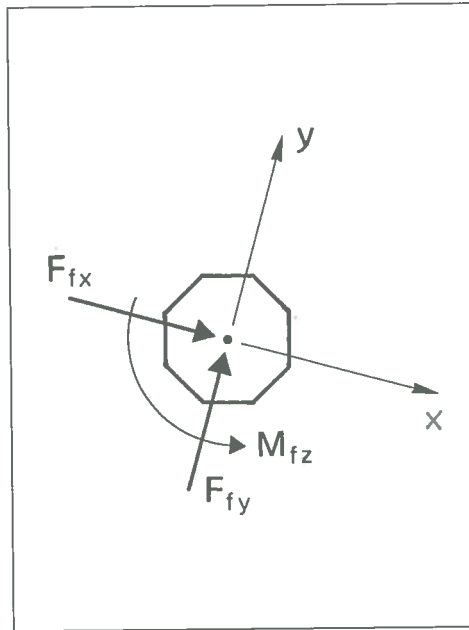


Figura 10 - Azioni aerodinamiche sul fusto.

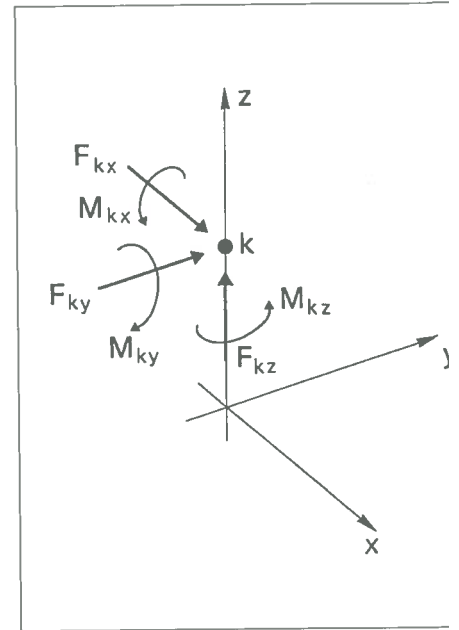


Figura 11 - Azioni aerodinamiche sulla k-esima massa.

Trascurando M_{fz} in virtù della snellezza del fusto e della sua tendenziale polar simmetria ($M_{fz} = 0$ per fusti circolari), F_{fx} e F_{fy} sono date dall'espressione:

$$F_{f\alpha}(z;t) = \bar{F}_{f\alpha}(z) + F'_{f\alpha}(z;t) \quad (\alpha = x, y) \quad (12)$$

dove $\bar{F}_{f\alpha}$ è il valore medio di $F_{f\alpha}$; $F'_{f\alpha}$ è la fluttuazione di $F_{f\alpha}$ intorno a $\bar{F}_{f\alpha}$. La coordinata z appartiene al dominio $[0, h]$.

Le azioni aerodinamiche sulla k-esima massa sono riconducibili a una forza F e a un momento M le cui componenti cartesiane sono F_{kx}, F_{ky}, F_{kz} e M_{kx}, M_{ky}, M_{kz} (Figura 11). Trascurando la forza verticale F_{kz} , influente sotto l'aspetto strutturale, e i momenti M_{kx}, M_{ky}, M_{kz} , di modesta entità se le masse hanno piccola dimensione, F_{kx} e F_{ky} sono date dall'espressione:

$$F_{k\alpha}(t) = \bar{F}_{k\alpha} + F'_{k\alpha}(t) \quad (\alpha = x, y; k = 1, 2, \dots, N) \quad (13)$$

dove $\bar{F}_{k\alpha}$ è il valore medio di $F_{k\alpha}$; $F'_{k\alpha}$ è la fluttuazione di $F_{k\alpha}$ intorno a $\bar{F}_{k\alpha}$. Combinando le Eqq. 12 e 13, le forze aerodinamiche parallele (x) e ortogonali (y) alla direzione del vento risultano:

$$F_{\alpha}(z;t) = \bar{F}_{\alpha}(z) + F'_{\alpha}(z;t) \quad (\alpha = x, y) \quad (14)$$

$$\bar{F}_{\alpha}(z) = \bar{F}_{f\alpha}(z) + \sum_1^N k \bar{F}_{k\alpha} \delta(z - z_k) \quad (\alpha = x, y) \quad (15)$$

$$F'_{\alpha}(z;t) = F'_{f\alpha}(z;t) + \sum_1^N k F'_{k\alpha}(t) \delta(z - z_k) \quad (\alpha = x, y) \quad (16)$$

Figura 12 - Forze distribuite lungo il fusto e concentrate nelle masse.

dove $\delta(\cdot)$ è la funzione di Dirac grazie alla quale le forze concentrate sulle masse sono formalmente ricondotte a forze ripartite (Figura 12). I valori medi delle azioni aerodinamiche sono forniti dalle relazioni:

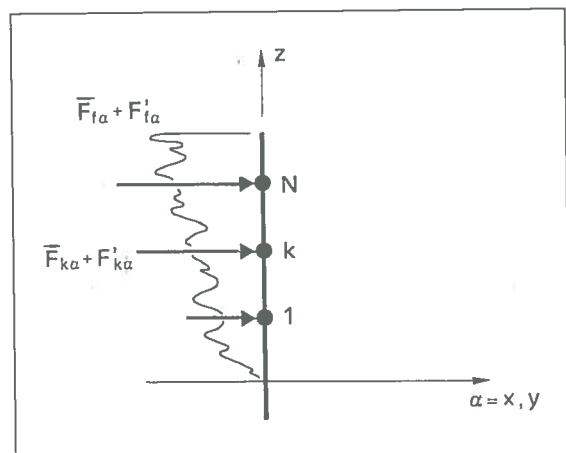
$$\bar{F}_{fx}(z) = \frac{1}{2} \rho \bar{u}^2(z) b(z) c_d(z) \quad (17)$$

$$\bar{F}_{fy}(z) = \frac{1}{2} \rho \bar{u}^2(z) b(z) c_{\ell}(z) \quad (18)$$

$$\bar{F}_{kx} = \frac{1}{2} \rho \bar{u}^2(z_k) A_k c_{dk} \quad (k=1, 2, \dots, N) \quad (19)$$

$$\bar{F}_{ky} = \frac{1}{2} \rho \bar{u}^2(z_k) A_k c_{\ell k} \quad (k = 1, 2, \dots, N) \quad (20)$$

nelle quali ρ è la densità dell'aria; b è la dimensione caratteristica della sezione trasversale del fusto (generalmente il diametro o il diametro



della circonferenza circoscritta); A_k è una superficie caratteristica della k-esima massa (generalmente la proiezione sul piano yz della superficie esposta); c_d, c_l sono i coefficienti aerodinamici di resistenza e portanza del fusto; c_{dk}, c_{lk} sono i coefficienti aerodinamici di resistenza e portanza della k-esima massa. Trascurando inizialmente il distacco dei vortici, trattato nel successivo paragrafo 7, la teoria quasi-statica [21,22] fornisce le relazioni:

$$F'_{f\alpha}(z; t) = F'_{f\alpha u}(z; t) + F'_{f\alpha v}(z; t) \quad (\alpha = x, y) \quad (21)$$

$$F'_{k\alpha}(t) = F'_{k\alpha u}(t) + F'_{k\alpha v}(t) \quad (\alpha = x, y; \quad k = 1, 2, \dots, N) \quad (22)$$

dove $F'_{f\alpha u}, F'_{f\alpha v}$ sono le azioni fluttuanti del vento sul fusto dovute a u', v' ; analogamente $F'_{k\alpha u}, F'_{k\alpha v}$ sono le azioni fluttuanti del vento sulla k-esima massa dovute a u', v' . Esse sono espresse dalle formule:

$$F'_{fxu}(z; t) = \rho \bar{u}(z) u'(z; t) b(z) c_d(z) \quad (23)$$

$$F'_{fxv}(z; t) = \frac{1}{2} \rho \bar{u}(z) v'(z; t) b(z) [c'_d(z) - c'_\ell(z)] \quad (24)$$

$$F'_{fyu}(z; t) = \rho \bar{u}(z) u'(z; t) b(z) c_\ell(z) \quad (25)$$

$$F'_{fyv}(z; t) = \frac{1}{2} \rho \bar{u}(z) v'(z; t) b(z) [c_d(z) + c'_\ell(z)] \quad (26)$$

$$F'_{kxu}(t) = \rho \bar{u}(z_k) u'(z_k; t) A_k c_{dk} \quad (k = 1, 2, \dots, N) \quad (27)$$

$$F'_{kxv}(t) = \frac{1}{2} \rho \bar{u}(z_k) v'(z_k; t) A_k (c'_{dk} - c'_{\ell k}) \quad (k = 1, 2, \dots, N) \quad (28)$$

$$F'_{kyu}(t) = \rho \bar{u}(z_k) u'(z_k; t) A_k c_{\ell k} \quad (k = 1, 2, \dots, N) \quad (29)$$

$$F'_{kyv}(t) = \frac{1}{2} \rho \bar{u}(z_k) v'(z_k; t) A_k (c_{dk} + c'_{\ell k}) \quad (k = 1, 2, \dots, N) \quad (30)$$

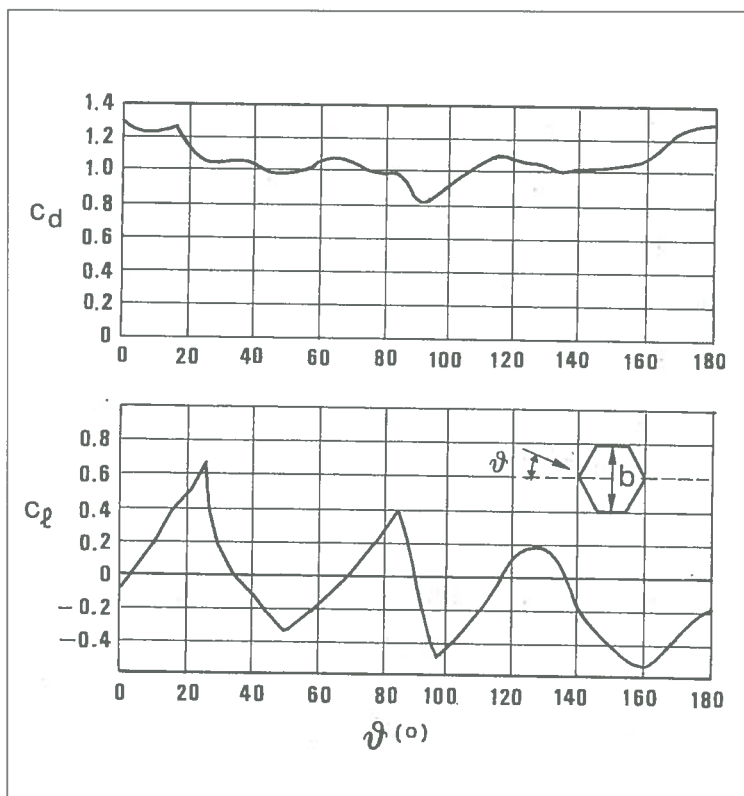
Figura 13 - Diagrammi di c_d e c_l per una sezione esagonale regolare.

nelle quali c'_d, c'_l sono le derivate prime angolari di c_d, c_l intorno all'asse z; $c'_{dk}, c'_{\ell k}$ sono le derivate prime angolari di $c_{dk}, c_{\ell k}$. La Figura 13 mostra tipici diagrammi dei coefficienti c_d e c_l di elementi a sezione esagonale di lunghezza infinita al variare della direzione del vento [23]. Si nota un andamento abbastanza regolare di c_d , rapidamente variabile intorno allo zero per quanto riguarda c_l . Al crescere del numero dei lati del poligono (generalmente i pali e le torri monotubolari non usano sezioni con meno di 6 lati) c_d assume andamenti sempre più regolari [24] mentre c_l tende stabilmente ad annullarsi. Nel caso limite di sezione circolare c_d è costante e $c_l = 0$; pertanto $c'_d = c'_l = 0$. Alla luce di queste osservazioni si pone $c_l = c'_d = 0$ indipendentemente dalla forma del poligono. Per quanto invece concerne c'_l , si ammette che sia nullo per i soli poligoni regolari con più di 8 lati. Inoltre, partendo dal presupposto che la forma delle masse sia quanto mai variegata e difficilmente caratterizzabile sotto l'aspetto aerodinamico, in prima approssimazione si impone $c_{lk} = c'_{dk} = c'_{\ell k} = 0$. Sulla base di queste assunzioni le forze medie ortogonali alla direzione del vento (Eqq. 18,20) risultano nulle:

$$\bar{F}_{fy}(z) = \bar{F}_{ky} = 0 \quad (k = 1, 2, \dots, N) \quad (31)$$

Si verifica inoltre (Eqq. 23-30) che le forze fluttuanti lungo x sono proporzionali alla sola componente longitudinale della turbolenza; le forze fluttuanti lungo y sono invece proporzionali alla sola componente laterale.

Più precisamente:



$$F'_{fx}(z;t) = \rho \bar{u}(z) u'(z;t) b(z) c_d(z) \quad (32)$$

$$F'_{fy}(z;t) = \frac{1}{2} \rho \bar{u}(z) v'(z;t) b(z) [c_d(z) + c'_l(z)] \quad (33)$$

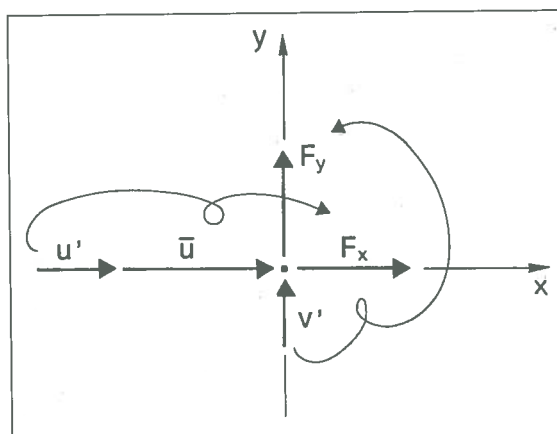
$$F'_{kx}(t) = \rho \bar{u}(z_k) u'(z_k;t) A_k c_{dk} \quad (k = 1, 2, \dots, N) \quad (34)$$

$$F'_{ky}(t) = \frac{1}{2} \rho \bar{u}(z_k) v'(z_k;t) A_k c_{dk} \quad (k = 1, 2, \dots, N) \quad (35)$$

Le Eqq. 14-17, 19, 31-35 traducono in forma analitica un principio fisico di notevole significato concettuale. Indipendentemente dalle ipotesi adottate, esse dimostrano che le componenti cartesiane delle forze sono singolarmente prodotte dalle sole componenti della velocità del vento ad esse parallele (Figura 14). Da questo deriva, con la sola parziale eccezione del termine F'_{fy} (Eq. 33), che l'aerodinamica della struttura è univocamente definita dai soli coefficienti di resistenza del fusto e delle masse. Dei primi esiste una solida concezione ingegneristica [9, 11]; i secondi, per quanto poco noti, si prestano a estrapolazioni intuitive. Rinunciare alle ipotesi semplificative introdotte consente di perfezionare il modello solo in apparenza. In questo caso esso sarebbe più aderente alla fenomenologia del problema ma, nel contempo, pressoché inapplicabile per la comparsa di svariati nuovi parametri aerodinamici di cui al momento non v'è conoscenza. Solo il ricorso a campagne mirate di sperimentazione in galleria del vento restituirebbe a un maggiore rigore piena efficacia, garantendo un miglioramento reale della stima delle azioni.

Merita infine porre in rilievo la presenza di c'_l nell'Eq. 33. Come detto in precedenza questa grandezza può essere assunta uguale a zero con la sola eccezione dei fusti esagonali e ottagonali. In questi casi particolari il coefficiente $(c_d + c'_l)$ è positivo o negativo a seconda della direzione del vento. Ciò dà luogo a un complesso articolato di fenomeni fisici fra i quali figurano stati di interazione vento-struttura capaci di indurre oscillazioni aeroelastiche di tipo instabile (paragrafo 6).

Figura 14 - Azioni aerodinamiche di calcolo.



4. RISPOSTA DINAMICA

La risposta dinamica del palo o della torre monotubolare è calcolata nell'ipotesi che la struttura possieda comportamento visco-elastico lineare.

Indicando con $\alpha = x, y$ gli spostamenti paralleli e ortogonali alla direzione del vento, così come le azioni aerodinamiche, essi costituiscono processi aleatori stazionari gaussiani indipendenti:

$$\alpha(z;t) = \bar{\alpha}(z) + \alpha'(z;t) \quad (\alpha = x, y) \quad (36)$$

dove $\bar{\alpha}$ è il valore statico medio di α ; α' è la fluttuazione di α intorno a $\bar{\alpha}$. La forza media $\bar{F}_x(z)$ causa lo spostamento $\bar{x}(z)$, le componenti fluttuanti delle forze $F'_x(z;t), F'_y(z;t)$ danno luogo, rispettivamente, alle fluttuazioni $x'(z;t), y'(z;t)$ della risposta. Poiché $\bar{F}_y(z) = 0$ (Eq. 31), allora anche $\bar{y}(z) = 0$ (Figura 15).

Il valore medio della massima componente dello spostamento in direzione α nell'intervallo temporale $T = 10$ minuti (chiamato per semplicità spostamento massimo) è dato dalla formula [22, 25, 26]:

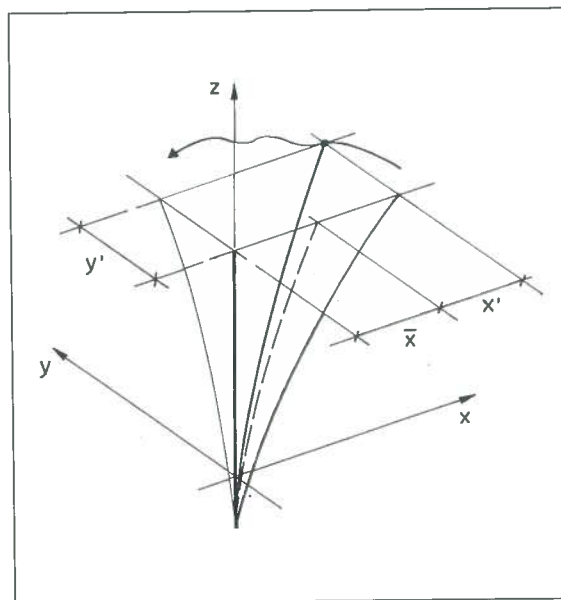
$$\bar{\alpha}_{max}(z) = G_\alpha(z) \bar{\alpha}^x(z) \quad (\alpha = x, y) \quad (37)$$

dove z appartiene al dominio $[-h_0, h]$ (Figura 9); $\bar{\alpha}^x$ è lo spostamento statico causato dall'applicazione di \bar{F}_x (Eq. 15) in direzione α ; G_α è il fattore generalizzato di raffica:

Figura 15 - Risposta dinamica della struttura.

$$G_\alpha(z) = \frac{\bar{\alpha}(z)}{\bar{\alpha}^x(z)} + g_\alpha(z) \frac{\sigma_\alpha(z)}{\bar{\alpha}^x(z)} \quad (\alpha = x, y) \quad (38)$$

$$g_\alpha(z) = \sqrt{2 \ln[\Lambda_\alpha v_\alpha(z) T]} + \frac{0.5772}{\sqrt{2 \ln[\Lambda_\alpha v_\alpha(z) T]}} \quad (\alpha = x, y) \quad (39)$$



$$v_{\alpha}(z) = \frac{1}{2\pi} \frac{\sigma_{\dot{\alpha}}(z)}{\sigma_{\alpha}(z)} \quad (\alpha = x, y) \quad (40)$$

σ_{α} , g_{α} , v_{α} sono la deviazione standard, il coefficiente di picco e la frequenza attesa di α ; $\sigma_{\dot{\alpha}}$ è la deviazione standard della derivata prima temporale $\dot{\alpha}$ di α ; $\Lambda_x = 1$, $\Lambda_y = 2$.

La soluzione delle Eqq. 37-40 è drasticamente semplificata applicando l'ipotesi classica secondo la quale la componente α della risposta dipende dal solo contributo del primo modo di vibrazione $\psi_{\alpha 1}(z)$ nel piano α . Nel caso in esame essa è ampiamente giustificata dall'occorrenza concomitante di almeno due circostanze: 1) gli spettri di potenza (Figura 5) e le funzioni di coerenza (Figura 7) della turbolenza decrescono con la frequenza; 2) la seconda frequenza propria dei pali e delle torri monotubolari è generalmente ben separata dalla frequenza fondamentale.

Lo spostamento statico $\bar{\alpha}^x$ è fornito dalle relazioni [13]:

$$\bar{\alpha}^x(z) = \psi_{\alpha 1}(z) \frac{\rho \bar{u}^2(\bar{z}) \bar{b} h \psi_{\alpha 1}(h)}{2m_{\alpha 1} (2\pi n_{\alpha 1})^2} \bar{c}_d \bar{K}_{\alpha x} \quad (\alpha = x, y) \quad (41)$$

$$m_{\alpha 1} = \int_{-h_0}^h \mu(z) \psi_{\alpha 1}^2(z) dz + \sum_1^N M_k \psi_{\alpha 1}^2(z_k) \quad (\alpha = x, y) \quad (42)$$

$$\begin{aligned} \bar{K}_{\alpha x} \approx & \frac{9\Delta^2 - 6\Delta + 2}{27\bar{\Delta}^2} + \frac{(6\Delta_m - 2) \exp[-3(\Delta - \Delta_m)]}{27\bar{\Delta}^2} + \\ & + \frac{1}{h\bar{\Delta}^2 \bar{b} \bar{c}_d \psi_{\alpha 1}(h)} \sum_1^N \frac{\Delta_k^2 A_k c_{dk} \psi_{\alpha 1}(z_k)}{1} \quad (\alpha = x, y) \end{aligned} \quad (43)$$

dove $n_{\alpha 1}$ è la frequenza fondamentale in direzione α ; $m_{\alpha 1}$ è la prima massa modale, μ è la massa del fusto per unità di lunghezza, M_k è la k -esima massa localizzata; $\bar{z} = 0.6h$, $\bar{b} = b(\bar{z})$, $\bar{c}_d = c_d(\bar{z})$; $\Delta = \ln(h/z_0)$, $\bar{\Delta} = \ln(\bar{z}/z_0)$, $\Delta_k = \ln(z_k/z_0)$, $\Delta_m = \ln(z_{min}/z_0)$.

La valutazione del coefficiente generalizzato di raffica costituisce la fase concettualmente e analiticamente più delicata dell'intera formulazione.

Da un lato si ispira ai modelli [27-32] istituiti dal primo autore di questa memoria e applicati nell'Eurocodice [9], nella norma italiana [10, 11] e americana [12] per l'analisi della risposta dinamica delle strutture nella direzione del vento. Dall'altro riprende un procedimento per la valutazione della risposta tridimensionale delle strutture snelle formulato da questo stesso gruppo di ricerca [22,26,33,34], generalizzandolo alla presenza di masse concentrate. Rinviamo alle note [13,15] per la derivazione del metodo e l'esposizione dei risultati completi:

$$G_x = 1 + 2g_x I_u(\bar{z}) \sqrt{Q_x^2 + R_x^2} \quad (44)$$

$$G_y = g_y I_v(\bar{z}) \frac{|\bar{c}_d + \bar{c}'_l|}{\bar{c}_d} \sqrt{Q_y^2 + R_y^2} \quad (45)$$

$$v_{\alpha} = n_{\alpha 1} \sqrt{\frac{R_{\alpha}^2}{Q_{\alpha}^2 + R_{\alpha}^2}} \quad (\alpha = x, y) \quad (46)$$

dove g_{α} è legato a v_{α} attraverso l'Eq. 39; G_{α} , g_{α} , v_{α} sono indipendenti da z in quanto associati al solo primo modo di vibrazione; $\bar{c}'_l = c'_l(\bar{z})$; Q_{α} e R_{α} sono parametri adimensionali associati alla parte quasi-statica e alla parte risonante della risposta:

$$Q_{\alpha} = \frac{1}{\bar{K}_{\alpha x}} (K'_f Q_{f\alpha} + \sum_1^N K'_{k\alpha} Q_{k\alpha}) \quad (\alpha = x, y) \quad (47)$$

$$R_{\alpha} = \frac{1}{\sqrt{\delta_{\alpha 1}}} \frac{1}{\bar{K}_{\alpha x}} (K'_f D_{f\alpha} + \sum_1^N K'_{k\alpha} D_{k\alpha}) \quad (\alpha = x, y) \quad (48)$$

$$K'_f \approx \frac{3\Delta - 1}{9\Delta} + \frac{\exp[-3(\Delta - \Delta_m)]}{9\Delta} \quad (49)$$

$$K'_{kx} = \frac{\Delta_k A_k c_{dk} \psi_{x1}(z_k)}{h \bar{b} \bar{c}_d \Delta \psi_{x1}(h)} \quad (k=1,2,..N) \quad (50)$$

$$K'_{ky} = \frac{\Delta_k A_k c_{dk} \psi_{y1}(z_k)}{h \bar{b} (\bar{c}_d + \bar{c}'_d) \Delta \psi_{y1}(h)} \quad (k=1,2,..N) \quad (51)$$

$\delta_{\alpha 1}$ è il decremento logaritmico del primo smorzamento modale in direzione α , discusso in dettaglio nel successivo paragrafo 6; $Q_{f\alpha}$ e $D_{f\alpha}$ sono parametri quasi-statici e risonanti della risposta associati, sotto l'aspetto aerodinamico, al fusto strutturale; analogamente, $Q_{k\alpha}$ e $D_{k\alpha}$ sono parametri quasi-statici e risonanti della risposta associati, sotto l'aspetto aerodinamico, alla k-esima massa localizzata.

Le Figure 16 e 17 mostrano i diagrammi di Q_{fx} , Q_{fy} , Q_{kx} , Q_{ky} e di D_{fx} , D_{fy} , D_{kx} , D_{ky} ponendo in risalto gli aspetti peculiari della risposta dinamica della struttura; leggi analitiche di queste grandezze sono fornite in [13,15].

I coefficienti K'_f , K'_{kx} , K'_{ky} esprimono il peso relativo dei diversi termini che contribuiscono alla risposta dinamica. Fra essi merita qualche rilievo il ruolo di K'_{ky} (Eq. 51) nei riguardi della risposta trasversale. Nei fusti con sezione circolare o poligonale con più di 8 lati $c'_d = 0$ rende $K'_{ky} > 0$ così come K'_f (Eq. 49); le masse concorrono quindi in forma additiva a Q_y e R_y (Eq. 47,48). Nei fusti esagonali oppure ottagonali, $(\bar{c}_d + \bar{c}'_d)$ è maggiore o minore di zero a seconda della direzione del vento; della stessa proprietà gode allora K'_{ky} . A prima vista sembrerebbe banale affermare che la risposta trasversale è massima quando è massimo $(\bar{c}_d + \bar{c}'_d)$. Ciò costituisce la norma ma non è vero a rigore: lo smorzamento δ_{y1} è infatti minimo quando è minimo $(\bar{c}_d + \bar{c}'_d)$ (paragrafo 6). In altre parole, limitatamente ai pali esagonali e ottagonali, almeno in linea di principio, il calcolo della risposta dinamica in direzione y dovrebbe essere svolto nei due casi limite in cui $(\bar{c}_d + \bar{c}'_d)$ è rispettivamente massimo e minimo. Di fatto, quando $(\bar{c}_d + \bar{c}'_d)$ è negativo, le forze trasversali sul fusto hanno direzione contraria alle forze applicate alle masse; ciò rende sbagliato trascurare il contributo dei modi maggiori del primo e quindi inapplicabile, nella forma sopra descritta, la tecnica del coefficiente di raffica.

In virtù del fenomeno dell'amplificazione in risonanza, il coefficiente di raffica è tanto minore quanto più grandi sono la frequenza fondamentale e lo smorzamento. Inoltre, a causa della scorrelazione della turbolenza, esso è tanto minore quanto più lungo è il fusto del palo ed estesa la superficie delle masse; comportamenti anomali potrebbero riscontrarsi, ancora una volta, per $K'_{ky} < 0$.

Al tendere a zero delle superfici delle masse, la struttura tende al caso classico della mensola snella verticale [35]. Nel caso duale in cui sia presente una massa di dimensione prevalente sulla restante superficie, tende invece a realizzarsi il modello puntiforme [27, 28,31].

Si osservi infine che, nonostante la predisposizione della turbolenza laterale a indurre effetti dinamici analoghi a quelli causati dalla turbolenza longitudinale, la configurazione delle strutture studiate determina azioni nella direzione del vento (Eq. 31-35), e quindi stati deformativi, di norma prevalenti su quelli in direzione ortogonale. Questa tendenza è

Figura 1 - Diagrammi di Q_{fx} , Q_{fy} (a), Q_{kx} , Q_{ky} (b).

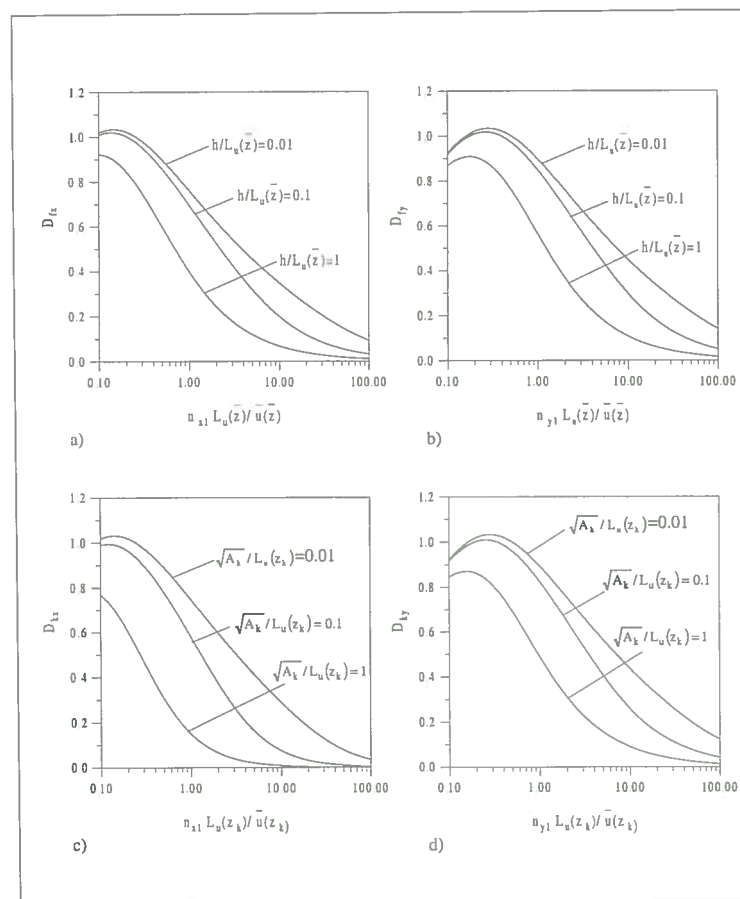
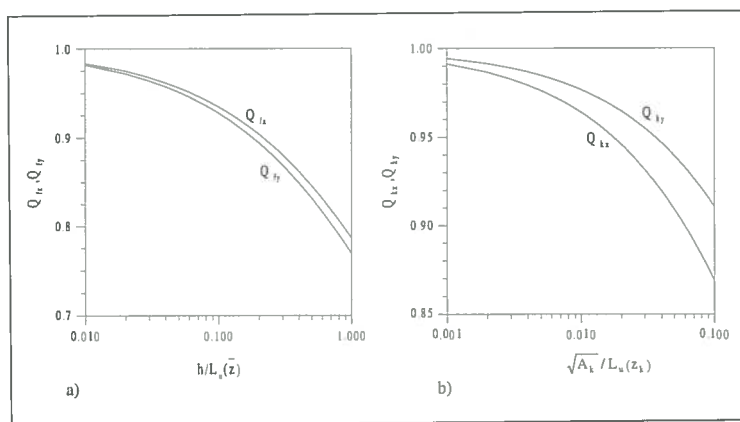


Figura 17 - Diagrammi di D_{fx} (a), D_{fy} (b), D_{kx} (c), D_{ky} (d).

ribaltata solo in presenza di smorzamenti nel piano yz molto minori di quelli che competono alle vibrazioni nel piano del vento (paragrafo 6).

5. FORZE STATICHE EQUIVALENTI

Si definisce forza statica equivalente la forza che applicata staticamente in direzione α sulla struttura produce lo spostamento $\alpha_{max}(z)$. Applicando il procedimento sviluppato in [22,25,26], essa è data dall'espressione:

$$F_{\alpha eq}(z) = G_{\alpha} \bar{F}_x(z) \quad (\alpha = x, y) \tag{52}$$

nella quale $\bar{F}_x(z)$ è la forza media (Eq. 15) nella direzione del vento.

Si definisce forza di progetto la forza statica equivalente associata a una velocità media del vento (Eq. 4) corrispondente al periodo medio di ritorno di progetto $\bar{R} = \bar{R}_p$. Sulla base dell'Eurocodice e della normativa italiana $\bar{R}_p = 50$ anni.

In realtà, la definizione delle forze di progetto fornite dall'Eurocodice e dalla norma italiana è concettualmente diversa dal modello illustrato.

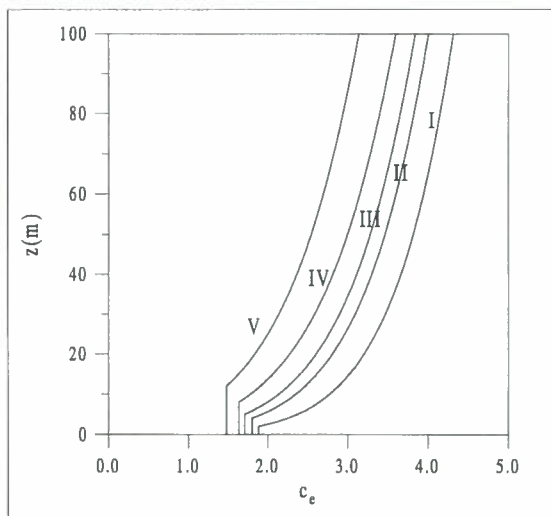
Limitando inizialmente l'analisi alla sola direzione x del vento, l'Eq. 52 assegna la forza statica equivalente come il prodotto della forza associata alla velocità media del vento per un coefficiente maggiore di 1, il fattore di raffica (Eq. 44), comprensivo della fluttuazione del carico e della risposta. L'Eurocodice e la norma italiana esprimono la forza statica equivalente come il prodotto di un fattore chiamato coefficiente dinamico per la forza associata alla velocità massima:

$$\bar{u}_{max}(z) = u_{ref}(\bar{R}) \sqrt{c_e(z)} \tag{53}$$

nella quale c_e è il coefficiente di esposizione:

$$c_e(z) = c_r^2(z) c_t^2(z) [1 + 7I_u(z)] \tag{54}$$

Figura 18 - Coefficiente di esposizione (per $c_t = 1$).



La Figura 18 mostra i profili dei coefficienti c_e delle 5 categorie di esposizione italiana, in assenza di rilievi locali isolati ($c_t = 1$).

Il coefficiente dinamico è una grandezza minore o maggiore di 1. E' minore di 1 quando l'effetto riduttore della scorrelazione della turbolenza prevale sull'amplificazione risonante della risposta. E' maggiore di 1 quando, viceversa, l'amplificazione prevale sulla scorrelazione. Nel caso in esame, l'altezza contenuta e l'eccezionale snellezza della struttura limitano gli effetti riduttori; la grande flessibilità e le modeste capacità dissipative esaltano invece l'amplificazione. A differenza della maggioranza delle costruzioni civili, dove si realizzano le condizioni opposte, il coefficiente dinamico dei pali e delle torri monotubolari è quindi assai spesso maggiore di 1.

Volendo ricondurre lo schema di calcolo delle forze di progetto a questa impostazione, tenendo altresì conto delle azioni ortogonali alla direzione del vento, è sufficiente sostituire le Eqq. 15,17,19,53,54 nell'Eq. 52. Si ottiene [13]:

$$F_{\alpha eq}(z) = \bar{F}_{fx max}(z) C_{daf} + \sum_k^N \bar{F}_{kx max} \delta(z - z_k) C_{d\alpha k} \quad (\alpha = x, y) \tag{55}$$

nella quale:

$$\bar{F}_{fx max}(z) = q_{ref} c_e(z) b(z) c_d(z) \tag{56}$$

$$\bar{F}_{kx max} = q_{ref} c_e(z_k) A_k c_{dk} \quad (k = 1, 2, \dots, N) \tag{57}$$

$$C_{daf} = \frac{G_{\alpha}}{1 + 7I_u(\bar{z})} \quad (\alpha = x, y) \tag{58}$$

$$C_{d\alpha k} = \frac{G_\alpha}{1 + 7I_u(z_k)} \quad (\alpha = x, y; \quad k = 1, 2, \dots, N) \quad (59)$$

dove \bar{F}_{fxmax} , \bar{F}_{kxmax} sono le forze massime del vento sul fusto e sulla k-esima massa nella sua direzione; $q_{ref} = \rho u_{ref}^2 / 2$ è la pressione cinetica di riferimento; $C_{d\alpha}$, $C_{d\alpha k}$ sono i coefficienti dinamici del fusto e della k-esima massa. E' interessante notare che la presenza di $1+N$ coefficienti dinamici è la diretta conseguenza dell'attribuzione di un unico fattore di raffica a una struttura aerodinamicamente composta.

Si consideri ora un generico effetto E_α , rappresentativo del comportamento globale della sezione alla quota z corrente (il taglio in direzione α , il momento flettente nel piano αz , la componente α dello spostamento, ...), prodotto dall'applicazione della forza statica equivalente $\bar{F}_{\alpha eq}$. Sia:

$$E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2} \quad (60)$$

la risultante vettoriale degli effetti E_x , E_y . Siano \bar{E}_α , $\sigma_{\alpha\alpha}$, $\bar{E}_{\alpha max}$ i valori di E_α associati agli spostamenti $\bar{\alpha}$, σ_α , $\bar{\alpha}_{max}$. \bar{E}_{max} è il valore massimo di E; si definisce piccola la probabilità di superamento del massimo.

Se E_x , E_y sono processi aleatori non correlati, è piccola la probabilità che E attraversi la soglia ellittica in Figura 19. Nel caso duale in cui E_x , E_y siano processi aleatori perfettamente correlati in positivo o in negativo, E giace, con piccola probabilità di scostarsene, sulle diagonali BD o AC del rettangolo ABCD. In entrambi i casi è piccola la probabilità che E cada al di fuori della soglia rettangolare ABCD.

Poiché l'ipotesi di simmetria della struttura rende le forze parallele e ortogonali alla direzione del vento statisticamente indipendenti, e quindi non correlate, in linea di principio E resta all'interno della soglia ellittica. In realtà ciò non è prudentiale poiché qualunque eccezione alle ipotesi fatte rende non trascurabile la probabilità che E cada all'interno dell'area punteggiata.

Applicando il metodo formulato in [36], si assume piccola la probabilità che E superi la soglia poligonale P_1, P_2, \dots, P_{12} . Il valore massimo \bar{E}_{max} di E è quindi la lunghezza del vettore che congiunge l'origine del piano E_x, E_y con il punto più lontano della poligonale P_1, P_2, \dots, P_{12} . Poiché nel caso esaminato $\bar{E}_y = 0$, allora risulta:

$$\bar{E}_{max} = \max\{\bar{E}_{max,1}, \bar{E}_{max,2}, \bar{E}_{max,3}\} \quad (61)$$

nella quale:

$$\bar{E}_{max,1} = \bar{E}_x \sqrt{[1 + \beta(G_x - 1)]^2 + G_y^2} \quad (62)$$

$$\bar{E}_{max,2} = \bar{E}_x \sqrt{[1 + \gamma(G_x - 1)]^2 + (\gamma G_y)^2} \quad (63)$$

$$\bar{E}_{max,3} = \bar{E}_x \sqrt{G_x^2 + (\beta G_y)^2} \quad (64)$$

dove i coefficienti β e γ hanno il significato illustrato in Figura 19.

Esprimendo le forze di progetto mediante l'Eq. 52, le regole di combinazione definite dalle Eqq. 62-64 corrispondono all'applicazione delle tre seguenti condizioni di carico (Figura 20):

$$F_{x eq,1}(z) = [1 + \beta(G_x - 1)]\bar{F}_x(z) \quad U \quad F_{y eq,1}(z) = G_y \bar{F}_x(z) \quad (65)$$

$$F_{x eq,2}(z) = [1 + \gamma(G_x - 1)]\bar{F}_x(z) \quad U \quad F_{y eq,2}(z) = \gamma G_y \bar{F}_x(z) \quad (66)$$

Figura 19 - Combinazione degli effetti E_x e E_y .

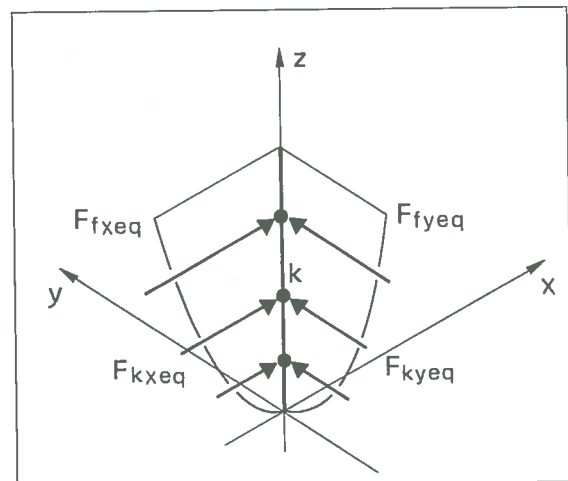
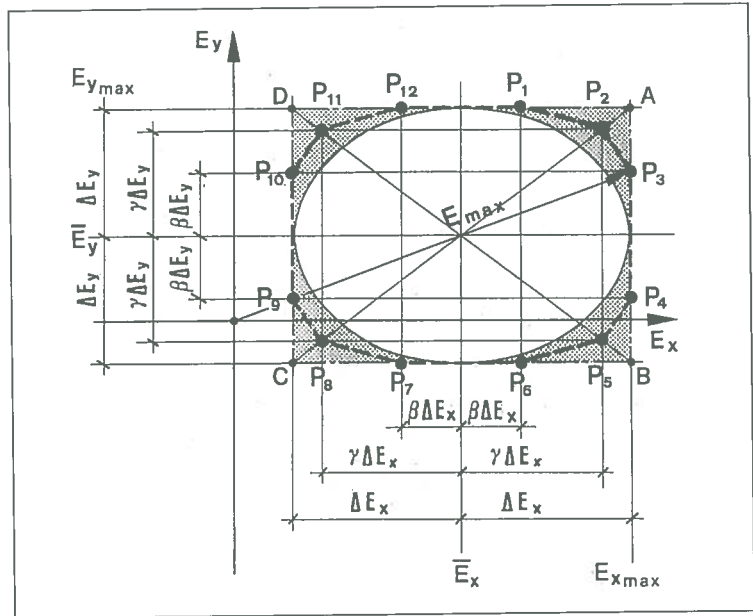


Figura 20 - Forze statiche equivalenti (j-esima condizione di carico).

$$F_{xeq,3}(z) = G_x \bar{F}_x(z) \quad U \quad F_{yeq,3}(z) = \beta G_y \bar{F}_x(z) \quad (67)$$

nelle quali U è il simbolo di unione (applicazione simultanea).

Esprimendo per contro le forze di progetto attraverso l'Eq. 55, le regole di combinazione definite dalle Eqq. 62-64 corrispondono all'uso dei seguenti coefficienti dinamici:

$$C_{dx1,1} = \frac{1 + \beta(G_x - 1)}{1 + 7I_u(\bar{z})} \quad U \quad C_{dxk,1} = \frac{1 + \beta(G_x - 1)}{1 + 7I_u(z_k)} \quad U$$

$$U \quad C_{dyf,1} = \frac{G_y}{1 + 7I_u(\bar{z})} \quad U \quad C_{dyk,1} = \frac{G_y}{1 + 7I_u(z_k)} \quad (k = 1, 2, \dots, N) \quad (68)$$

$$C_{dx1,2} = \frac{1 + \gamma(G_x - 1)}{1 + 7I_u(\bar{z})} \quad U \quad C_{dxk,2} = \frac{1 + \gamma(G_x - 1)}{1 + 7I_u(z_k)} \quad U$$

$$U \quad C_{dyf,2} = \frac{\gamma G_y}{1 + 7I_u(\bar{z})} \quad U \quad C_{dyk,2} = \frac{\gamma G_y}{1 + 7I_u(z_k)} \quad (k = 1, 2, \dots, N) \quad (69)$$

$$C_{dx1,3} = \frac{G_x}{1 + 7I_u(\bar{z})} \quad U \quad C_{dxk,3} = \frac{G_x}{1 + 7I_u(z_k)} \quad U$$

$$U \quad C_{dyf,3} = \frac{\beta G_y}{1 + 7I_u(\bar{z})} \quad U \quad C_{dyk,3} = \frac{\beta G_y}{1 + 7I_u(z_k)} \quad (k = 1, 2, \dots, N) \quad (70)$$

In base al criterio proposto in [36], $\beta = 0.3$, $\gamma = 0.8$.

6. SMORZAMENTO E GALOPPO

La componente in direzione α del decremento logaritmico dello smorzamento dell'i-esimo modo di vibrazione è data dalla formula [21,37]:

$$\delta_{\alpha i} = \delta_{s i} + \delta_{\alpha a i} \quad (\alpha = x, y) \quad (71)$$

nella quale $\delta_{s i}$ e $\delta_{\alpha a i}$ sono rispettivamente la parte strutturale e la parte aerodinamica dello smorzamento.

La parte strutturale dello smorzamento è stata oggetto di una campagna di prove sperimentali documentata in [14,16]. Da essa emerge che lo smorzamento strutturale, soprattutto quello del primo modo di vibrazione, cresce con il livello deformativo e lo stato tensionale secondo leggi strettamente legate alla tipologia costruttiva.

Applicando i procedimenti illustrati in [13,15], la parte aerodinamica dello smorzamento è assegnata dalle relazioni:

$$\delta_{x a i} = \frac{\rho \bar{u}(\bar{z}) h \bar{b} \bar{c}_d \psi_{x i}^2(h)}{2 n_{x i} m_{x i}} (K_{x f i}'' + \sum_1^N k K_{x k i}'') \quad (72)$$

$$\delta_{y a i} = \frac{\rho \bar{u}(\bar{z}) h \bar{b} (\bar{c}_d + \bar{c}'_l) \psi_{y i}^2(h)}{4 n_{y i} m_{y i}} (K_{y f i}'' + \sum_1^N k K_{y k i}'') \quad (73)$$

nelle quali:

$$K_{\alpha f i}'' \approx \frac{1}{h \bar{u}(\bar{z}) \psi_{\alpha i}^2(h)} \int_0^h \bar{u}(z) \psi_{\alpha i}^2(z) dz \quad (\alpha = x, y) \quad (74)$$

$$K_{x k i}'' = \frac{\Delta_k A_k c_{d k} \psi_{x i}^2(z_k)}{h \Delta \bar{b} \bar{c}_d \psi_{x i}^2(h)} \quad (k=1, 2, \dots, N) \quad (75)$$

$$K_{y_{ki}}'' = \frac{\bar{\Delta}_k A_k c_{dk} \psi_{yi}^2(z_k)}{h \Delta b (\bar{c}_d + \bar{c}'_e) \psi_{yi}^2(h)} \quad (k=1,2,..N) \quad (76)$$

dove $n_{\alpha i}$, $\psi_{\alpha i}$, $m_{\alpha i}$ sono la frequenza propria, l'autofunzione e la massa modale dell'i-esimo modo di vibrazione nel piano αz . Limitatamente al primo modo:

$$K_{\alpha f 1}'' \approx \frac{5\Delta - 1}{25\Delta} + \frac{\exp[-5(\Delta - \Delta_m)]}{25\Delta} \quad (77)$$

Lo studio delle Eqq. 72,74,75 dimostra che lo smorzamento aerodinamico nella direzione del vento è sempre positivo, quindi incrementale dello smorzamento strutturale (Figura 21). Esso è tanto maggiore quanto più la struttura è flessibile e leggera. Cresce linearmente con la velocità media del vento esercitando una funzione limitativa delle oscillazioni. Dipende dal modo di vibrazione specialmente attraverso la frequenza propria e l'ampiezza dell'autofunzione alla quota delle masse localizzate.

Nei riguardi di questo problema è classico ed esplicativo il caso della singola massa alla testa del fusto (Figura 22a). La frequenza fondamentale n_{x1} , generalmente piccola, e soprattutto il grande valore di $\psi_{x1}(h)$ (Figura 22b) sono causa di grandi dissipazioni energetiche di natura aerodinamica in corrispondenza del primo modo di vibrazione. In questo contesto la massa in sommità esercita il tipico ruolo dello smorzatore dando luogo a valori dello smorzamento aerodinamico che, nel dominio della velocità di progetto del vento, preponderano sullo smorzamento strutturale al punto di renderne non necessaria una stima precisa. La situazione è del tutto diversa nel secondo modo, dove la crescita di n_{x2} e la tendenza di $\psi_{x2}(h)$ ad annullarsi (Figura 22c) riducono fortemente lo smorzamento aerodinamico, spesso restituendo un ruolo centrale allo smorzamento strutturale. Aumentando la frequenza propria dei modi di vibrazione oltre il secondo questa tendenza si accentua nonostante la crescita dell'autofunzione alla sommità del fusto (Figura 22d).

Lo smorzamento aerodinamico nel piano ortogonale alla direzione del vento (Eqq. 73,74,76) possiede prerogative decisamente più articolate e complesse. Se il fusto ha sezione di forma circolare o poligonale regolare con più di 8 lati, allora $c'_1 = 0$. In questo caso, da un punto di vista qualitativo, $\delta_{y_{ai}}$ gode delle stesse proprietà di $\delta_{x_{ai}}$. Sotto l'aspetto quantitativo $\delta_{y_{ai}}$ è in generale minore di $\delta_{x_{ai}}$ (Figura 21). In particolare, per le strutture dotate di polar simmetria, $\delta_{y_{ai}} = \delta_{x_{ai}}/2$.

Analoghi comportamenti si realizzano nelle strutture con fusto esagonale oppure ottagonale, quando la direzione del vento rende $(\bar{c}_d + \bar{c}'_e) > 0$ e quindi $K_{y_{ki}}'' > 0$.

La situazione muta profondamente quando il fusto è esagonale oppure ottagonale, ma il vento possiede direzione tale da ingenerare la condizione:

$$\bar{c}_d + \bar{c}'_e < 0 \quad (78)$$

Si definisce instabilità per galoppo l'occorrenza di stati vibratorii tali da annullare o rendere negativo lo smorzamento (Figura 23). Sulla base dell'Eq. 71 cioè si verifica nel piano yz quando:

$$\delta_{y_{ai}} \leq -\delta_{s_i} \quad (79)$$

L'applicazione delle Eqq. 73,74,76 dimostra che, valendo l'Eq. 78 (che quindi costituisce una condizione necessaria), l'Eq. 79 si realizza se e soltanto se:

Figura 21 - Smorzamento delle strutture con fusto a sezione circolare o poligonale regolare con più di 8 lati.

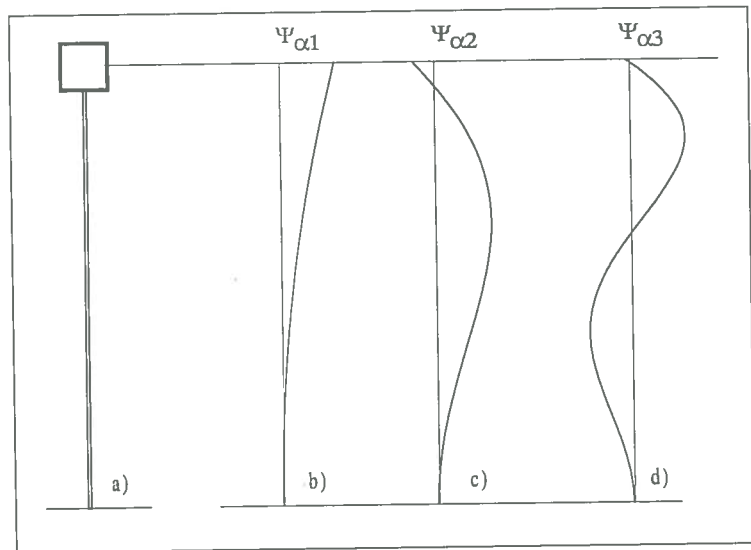
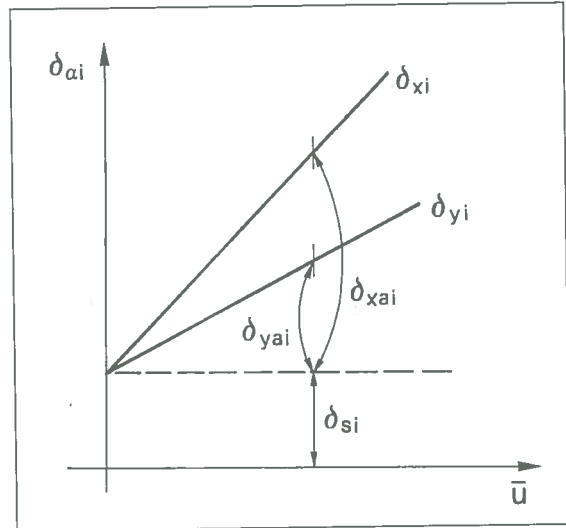


Figura 22 - Tipici modi di vibrazione in presenza di una singola massa alla sommità del fusto.

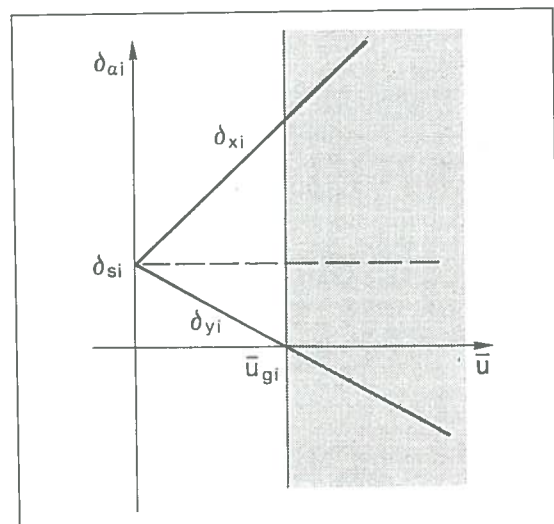


Figura 23 - Smorzamento delle strutture con fusto a sezione esagonale oppure ottagonale.

$$K''_{yfi} + \sum_k K''_{yki} > 0 \quad (80)$$

dove K''_{yfi} è sempre non negativo (Eq. 74).

In questa particolare situazione l'i-esimo modo di vibrazione nel piano yz entra in regime di galoppo quando la velocità media del vento alla quota \bar{z} assume il valore:

$$\bar{u}_{gi} = \frac{4\delta_{si}n_{yi}m_{yi}}{\rho h \bar{b}_g (K''_{yfi} + \sum_k K''_{yki}) \psi_{yi}^2(h)} \quad (81)$$

nella quale $a_g = -(\bar{c}_d + \bar{c}'_1)$ è definito fattore di galoppo [9]. L'Eq. 81 si realizza in corrispondenza della velocità di riferimento:

$$\bar{u}_{ref,gi} = \frac{\bar{u}_{gi}}{c_r(z_{ci}) c_t(z_{ci})} \quad (82)$$

Si definisce valore critico della velocità di riferimento nei riguardi del galoppo, $u_{ref,g}$, il minimo valore di $u_{ref,gi}$. Affinché la struttura possa considerarsi sicura, l'Eurocodice impone che sia $u_{ref,g} \geq 1.25 u_{ref}(\bar{R}_p)$.

L'esame delle Eqq. 80,81 rivela alcuni aspetti di rilevante significato concettuale. Innanzitutto è evidente il ruolo decisivo dello smorzamento strutturale δ_{si} . E' inoltre chiaro che il galoppo costituisce un problema reale per l'i-esimo modo quando vige non solo l'Eq. 80, ma inoltre risulta $K''_{yfi} + \sum_k K''_{yki} \gg 0$ e quindi u_{gi} non troppo grande. Poiché K''_{yfi} è sempre positivo (Eq. 74), il galoppo è potenzialmente pericoloso soltanto se $|\sum_k K''_{yki}| \approx 0$. Tornando al caso fondamentale del fusto con una singola massa in sommità, resta escluso il galoppo sul primo modo, dove $\psi_{y1}(h) \gg 0$ (Figura 22b), ma diventa assai critico il secondo modo, dove $\psi_{y2}(h) \approx 0$ (Figura 22c).

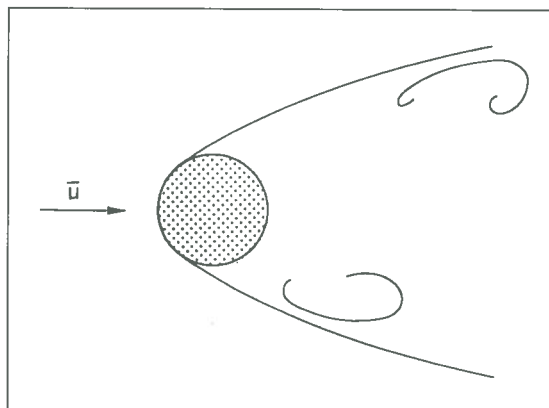
In altre parole, cosiccome nella direzione del vento, anche nel piano ortogonale la massa alla testa del fusto funge da dissipatore nei riguardi delle vibrazioni sul primo modo.

7. DISTACCO DEI VORTICI

Alle spalle del palo o della torre monotubolare si realizza un distacco alternato di vortici capace di indurre sulla struttura azioni aerodinamiche additive rispetto a quelle illustrate nel paragrafo 3. Il distacco dei vortici dalle masse localizzate, generalmente irregolare, di modesta entità [38] e difficile valutazione, dà luogo ad azioni considerate trascurabili.

Il distacco dei vortici alla quota z del fusto (Figura 24) coinvolge uno spettro armonico centrato sulla frequenza:

Figura 24 -
Distacco
dei vortici
alle spalle
del fusto.



$$n_s(z) = \frac{\bar{u}(z)S_t}{b(z)} \quad (83)$$

nella quale S_t è il numero di Strouhal.

A causa del distacco dei vortici il fusto è sottoposto a forze parallele F'_{fxs} e ortogonali F'_{fys} alla direzione del vento e a momenti torcenti M'_{fzs} intorno all'asse z. F'_{fxs} e M'_{fzs} sono notoriamente trascurabili; F'_{fys} è schematizzabile, in prima approssimazione, mediante una legge armonica con frequenza n_s ; essa determina stati risonanti ogni volta che la frequenza di distacco dei vortici eguaglia una frequenza propria n_{yi} associata a un modo di vibrazione nel piano yz.

Si definiscono critici nei riguardi del distacco dei vortici i campi di vento che ammettono l'esistenza di un'altezza critica z_{ci} ($0 \leq z_{ci} \leq h$) in corrispondenza della quale la velocità media del vento $u_{ci} = \bar{u}(z_{ci})$ dà luogo a $n_s(z_{ci}) = n_{yi}$. Tali valori, detti critici, sono offerti dall'espressione:

$$\bar{u}_{ci} = \frac{n_{yi}b_{ci}}{S_t} \quad (84)$$

nella quale $b_{ci} = b(z_{ci})$. Le velocità critiche del vento u_{ci} si realizzano in corrispondenza di valori critici della velocità di riferimento forniti dalla relazione:

$$\bar{u}_{ref,ci} = \frac{\bar{u}_{ci}}{c_r(z_{ci}) c_t(z_{ci})} \quad (85)$$

Anche alla luce delle osservazioni discusse alla fine di questo paragrafo, la struttura è giudicata sicura nei

riguardi dei campi di vento per i quali $u_{ref,ci} > u_{ref}(R_p)$. In tutti gli altri casi le azioni dovute al distacco dei vortici debbono essere combinate, secondo tecniche opportune [13,15], con le azioni di \bar{u}, u', v' valutate ponendo, nell'Eq. 4, $u_{ref}(R) = u_{ref,ci}$. L'analisi della risposta dinamica al distacco dei vortici viene svolta applicando il criterio [39,40] nella forma adottata dall'Eurocodice e dalle norme DIN [41]. In corrispondenza di ciascuna condizione critica il fusto è sottoposto a una forza armonica nel piano yz, con frequenza n_{yi} , applicata in un intorno di z_{ci} lungo L_{ci} nel campo internodale l_{ci} ($L_{ci} \leq l_{ci}$). La lunghezza L_{ci} è definita lunghezza effettiva di correlazione. La situazione peggiore si realizza quando la forza armonica agisce negli antinodi del modo critico di vibrazione.

La Figura 25 illustra alcune tipiche condizioni critiche (c indica la posizione dell'antinodo critico), dimostrando che al crescere del numero d'ordine del modo cresce anche il numero dei campi critici di velocità capaci di produrre la risonanza. La stessa figura suggerisce la possibilità che un medesimo campo di vento induca la risonanza simultanea di più modi.

A causa del distacco dei vortici alla frequenza n_{yi} , la struttura oscilla sull'i-esimo modo nel piano yz. Applicando i metodi classici della dinamica delle strutture [42], lo spostamento massimo e la forza statica equivalente associati a questa condizione sono dati dalle formule [13,15]:

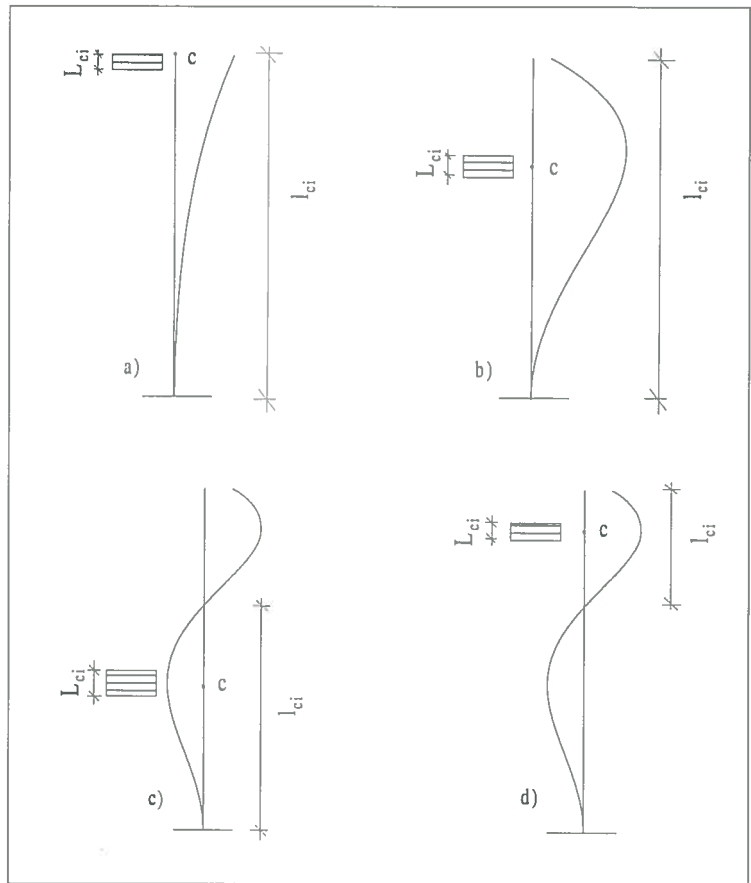


Figura 25 -

Tipiche condizioni di distacco dei vortici in risonanza con: (a) il primo modo; (b) il secondo modo; (c),(d) il terzo modo.

$$Y_{max,ci}(z) = \psi_{yi}(z) P_{ci} \tag{86}$$

$$F_{yeq,ci}(z) = (2\pi n_{yi})^2 \psi_{yi}(z) [\mu(z) + \sum_k M_k \delta(z - z_k)] P_{ci} \tag{87}$$

$$P_{ci} = \frac{y_{ci}}{\psi_{yi}(z_{ci})} \tag{88}$$

dove p_{ci} è il fattore di ampiezza dell'i-esimo modo associato al c-esimo campo critico (a rigore è la massima coordinata principale risonante con l'i-esimo modo quando il distacco è critico nel campo c); $y_{ci} = y_{max,ci}(z_{ci})$ è il valore massimo dello spostamento antinodale. Esso è fornito dalla relazione:

$$y_{ci} = \frac{K_{w,ci} K_i c_{L,ci} b_{ci}}{S_{ci} S_t^2} \tag{89}$$

nella quale $K_{w,ci}$ è il fattore di lunghezza effettiva di correlazione, K_i è il fattore di forma modale, $c_{L,ci}$ è il coefficiente di portanza di scia, S_{ci} è il numero di Scruton:

$$K_{w,ci} = \frac{\int_{L_{ci}} |\psi_{yi}(z)| dz}{\int_0^h |\psi_{yi}(z)| dz} \tag{90}$$

$$K_i = \frac{|\psi_{yi}(z_{ci})| \int_{-h_0}^h |\psi_{yi}(z)| dz}{4\pi \int_{-h_0}^h \psi_{yi}^2(z) dz} \tag{91}$$

$$S_{ci} = \frac{2m_{eq,yi} \delta_{si}}{\rho b_{ci}^2} \tag{92}$$

$$m_{eq,y_i} = \frac{m_{y_i}}{\int_{-h_0}^h \psi_{y_i}^2(z) dz} \quad (93)$$

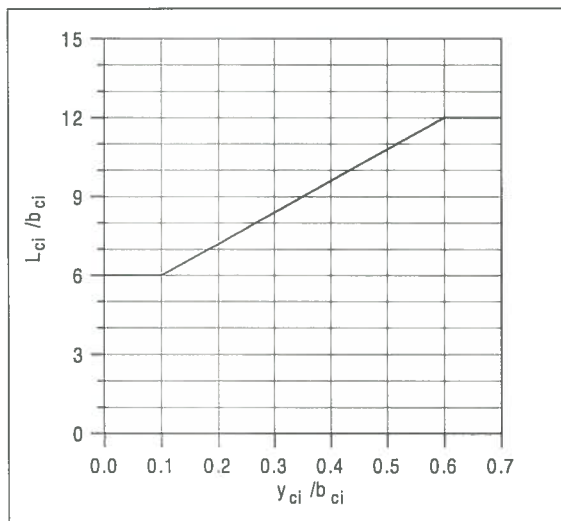
m_{eq,y_i} è la massa equivalente relativa all'i-esimo modo nel piano yz [42].

I valori massimi dello spostamento massimo, $y_{max,i}$, e della forza statica equivalente, $F_{y_{eq,i}}$, associati all'i-esimo modo di vibrazione sono i massimi valori di $y_{max,ci}$ (Eq. 86) e di $F_{y_{eq,ci}}$ (Eq. 87) che competono, per ciascun modo i, ai diversi campi critici c. Essi si realizzano in corrispondenza del massimo fattore di ampiezza modale p_i fra i diversi valori di p_{ci} forniti dall'Eq. 88.

Peraltro, dovendo combinare le azioni del distacco dei vortici con quelle dovute a \bar{u}, u', v' , lo studio dello stato tensionale associato ai valori $p_{ci} < p_i$ può essere evitato solo a patto che $u_{ref,ci}$ sia minore del valore di u_{ref} che produce p_i , e che inoltre si possano escludere stati risonanti multipli dovuti al medesimo campo di vento. La prima condizione è quasi sempre soddisfatta dal momento che al crescere di u_{ref} cresce anche l'energia immessa dal vento nella struttura; la seconda condizione è tutt'altro che remota.

E' essenziale osservare che il valore massimo dello spostamento antinodale (Eq. 89) è inversamente proporzionale al numero di Scruton (Eq. 92) che, a sua volta, è direttamente proporzionale al prodotto della massa equivalente (Eq. 93) per lo smorzamento strutturale. Se ne deduce che la risposta al distacco dei vortici è tanto maggiore quanto più la struttura è leggera e poco smorzata. La leggerezza è molto spesso la prerogativa dei pali e delle torri monotubolari; l'energia dissipata dalla struttura, ancora una volta fondamentale, è senza dubbio la grandezza più incerta.

Figura 26 - Lunghezza effettiva di correlazione.



Per quanto concerne la lunghezza effettiva di correlazione L_{ci} , essa dipende dallo spostamento antinodale y_{ci} secondo la legge in Figura 26. Poiché y_{ci} è a sua volta funzione di L_{ci} mediante $K_{w,ci}$ (Eq. 90), il problema richiede, in linea di principio, un approccio iterativo. Va peraltro osservato che i pali e le torri monotubolari di norma subiscono, a causa del distacco dei vortici, spostamenti contenuti. In particolare, se $y_{ci}/b_{ci} < 0.1$ e quindi $L_{ci}/b_{ci} = 6$ (Figura 26), l'iterazione non è necessaria. Per contro, se $y_{ci}/b_{ci} > 0.1$ e quindi si impone l'iterazione, la struttura è chiamata a subire oscillazioni di anomala ampiezza nel regime aeroelastico della sincronizzazione [43-45]. Quand'anche esse non giungano a compromettere la resistenza, è molto probabile che sia limitata la vita a fatica [42].

Per concludere è interessante confrontare le vibrazioni associate ai diversi modi. Il fusto dei pali e delle torri monotubolari è in generale così snello che la risonanza sul primo modo corrisponde a piccoli valori della velocità del vento (Eq. 84). Ad essi compete un'immissione energetica nella struttura tanto modesta da produrre effetti pressochè trascurabili.

La situazione cambia radicalmente analizzando le vibrazioni a frequenza maggiore. Il fusto si deforma secondo modi tanto più flessuosi

quanto più alta è la velocità critica. Quand'anche in presenza di valori assai piccoli dello spostamento antinodale (Eq. 86), ciò produce stati tensionali in linea di principio potenzialmente elevati.

Va peraltro osservato che al crescere della velocità media del vento cresce la turbolenza atmosferica e la scia vorticoso diventa via via più irregolare [46]. Ciò rende problematica l'occorrenza di fenomeni critici ad alta frequenza e comunque sempre meno severi i loro effetti rispetto a quelli previsti dal modello di calcolo. Sebbene questo argomento richieda studi ulteriori, sembra lecito ammettere che il distacco dei vortici sia delicato soprattutto in corrispondenza del secondo e del terzo modo di vibrazione.

8. UN ESEMPIO APPLICATIVO

Volendo esemplificare alcuni tipici risultati del procedimento di calcolo, si prenda in esame un palo troncoconico a sezione ottagonale realizzato in lamiera di spessore costante $s = 4$ mm. L'estradosso della fondazione è posto sul suolo ($h_0 = 0$). L'altezza fuori terra del palo è $h = 14$ m. Il diametro ϕ della circonferenza circoscritta alla sezione di base e alla testa del palo è rispettivamente $\phi_b = 280$ mm e $\phi_t = 80$ mm. Alla sommità del palo è installato un apparecchio d'illuminazione schematizzato mediante una massa concentrata $M_l = 145$ kg, il cui baricentro si trova alla quota $z'_l = 0.9$ m sopra la testa del palo.

La Figura 27(a) illustra lo schema del palo; le Figure 27(b-e) mostrano i profili verticali dello spessore s , del diametro della circonferenza circoscritta ϕ , dell'area A e del momento d'inerzia J della sezione trasversale del fusto; le Figure 27 (f-l) riportano i primi 5 modi di vibrazione della struttura $\psi_{\alpha i}$ ($\alpha = x, y; i = 1, 2, \dots, 5$). Le rispettive frequenze proprie $n_{\alpha i}$ sono elencate in Tabella II. Come è tipico di questa tipologia costruttiva la frequenza fondamentale $n_{\alpha 1}$ è molto minore di 1 Hz; le frequenze superiori sono fra loro ben separate.

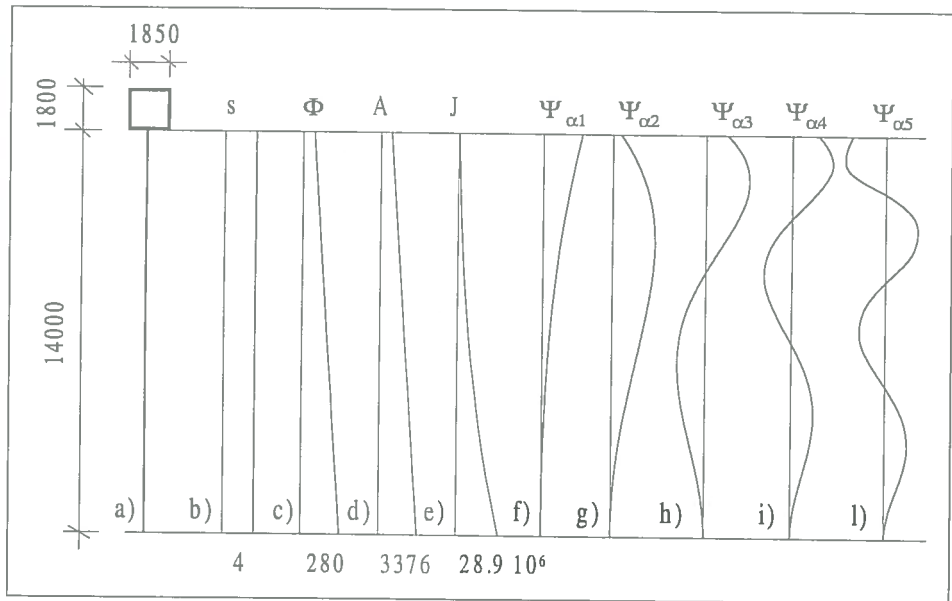
Conformemente alla normativa italiana [10,11], la struttura è ubicata in zona 1, sul livello del mare; pertanto $u_{ref}(R_p) = 25$ m/s, con $R_p = 50$ anni.

Si assume inoltre che essa si trovi in classe C di rugosità del terreno, a 30 km dalla costa; quindi appartiene alla III categoria di esposizione, con $k_r = 0.20$, $z_0 = 0.10$ m, $z_{min} = 5$ m, $\delta = 0.29$ (Tabella I). Ammettendo infine la lontananza da rilievi isolati, $c_l = 1$.

modo i	$n_{xi} = n_{yi}$ (Hz)
1	0.549
2	3.597
3	10.287
4	20.987
5	35.876

Tabella II - Frequenze proprie del palo campione.

Figura 27 -
(a) schema del palo campione,
(b) spessore della lamiera,
(c) diametro circoscritto,
(d) area, (e) momento d'inerzia,
(f-l) primi cinque modi di vibrazione
(dimensioni in mm).



La dimensione caratteristica $b(z)$ della sezione trasversale del fusto è assunta coincidente con il diametro $\phi(z)$ della circonferenza circoscritta. Si definisce dimensione di riferimento del fusto la grandezza $\bar{b} = b(\bar{z}) = 0.16$ m, dove $\bar{z} = 0.6h = 8.4$ m è l'altezza di riferimento.

Il coefficiente di resistenza del fusto è fornito dalla relazione $c_d(z) = c_{d0}(z)\psi_\lambda$ [9,13], dove c_{d0} è il valore di c_d per cilindri a sezione ottagonale di lunghezza infinita, ψ_λ è un coefficiente funzione della snellezza $\lambda = \bar{h}/b$.

La Figura 28 mostra l'andamento di c_{d0} fornito in [15] sulla base delle indicazioni contenute in [9,24]; esso dipende dal numero di Reynolds $Re(z) = b(z)\bar{u}(z)/\nu$ ($\nu = 0.15 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ è la viscosità cinematica dell'aria) e dal raggio $r(z)$ di curvatura degli spigoli.

La Figura 29 mostra ψ_λ in funzione di λ [9]. Nel caso in esame, ammettendo $r/b < 0.075$, $\bar{c}_{d0} = c_{d0}(\bar{z}) = 1.45$ per $0 \leq u_{ref}(\bar{R}) \leq 25$ m/s; inoltre, poiché $\lambda = 14/0.16 = 87.5$, allora $\psi_\lambda = 0.92$. Pertanto $\bar{c}_d = 1.334$.

Si assume che al variare della direzione del vento il coefficiente $(\bar{c}_d + \bar{c}'_l)$ assuma valori compresi fra i limiti -1 e 1. Pertanto $a_g = 1$ [15].

Si ammette che la superficie caratteristica A_1 dell'apparecchio in sommità sia l'ingombro perpendicolare alla velocità media del vento, invariante con la direzione. Nel caso in esame esso è schematizzato mediante un rettangolo alto $H_1 = 1.80$ m e largo $B_1 = 1.85$ m ($A_1 = B_1 H_1 = 3.24 \text{ m}^2$), il cui centro geometrico coincide con il baricentro della massa. Si assume inoltre che il coefficiente di resistenza associato ad A_1 sia $c_{d1} = 0.3$, e quindi $A_1 c_{d1} = 1 \text{ m}^2$, indipendentemente dal numero di Reynolds.

L'analisi della risposta dinamica è svolta applicando i criteri illustrati nel paragrafo 4, calcolando lo smorzamento come indicato nel paragrafo 6.

Assumendo che lo smorzamento strutturale sia $\delta_{si} = 0.03$ per tutti i modi di vibrazione [14,16], la Figura 30 mostra i diagrammi di δ_{xi} e δ_{yi} (Eqq. 71-73) in funzione della velocità di riferimento. Come previsto in sede teorica, lo smorzamento aerodinamico nella direzione del vento (Figura 30a), sempre positivo, è fondamentale nei riguardi del primo modo dove raggiunge, per $\bar{R} = \bar{R}_p$, valori 9 volte maggiori dello smorzamento strutturale; risulta via via decrescente, anche se non trascurabile, in corrispondenza dei modi superiori. Lo smorzamento aerodinamico nella direzione trasversale assume andamenti diversi a seconda del segno di $(\bar{c}_d + \bar{c}'_l)$. Quando $(\bar{c}_d + \bar{c}'_l) = 1$ (Figura 30b) δ_{yi} è positivo e vale circa la metà di δ_{xi} . Quando invece $(\bar{c}_d + \bar{c}'_l) =$

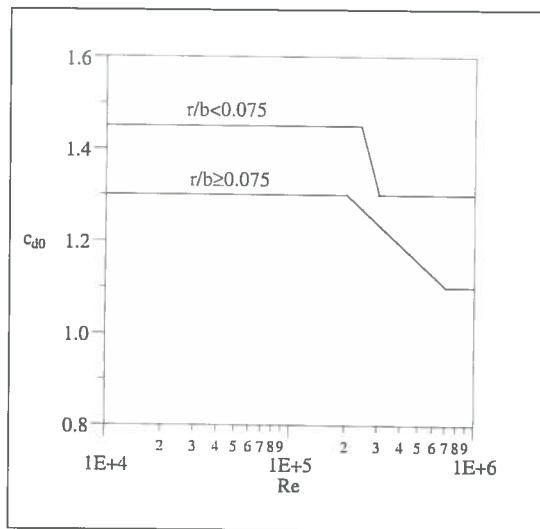


Figura 28 - Coefficiente di resistenza di un cilindro ottagonale di lunghezza infinita.

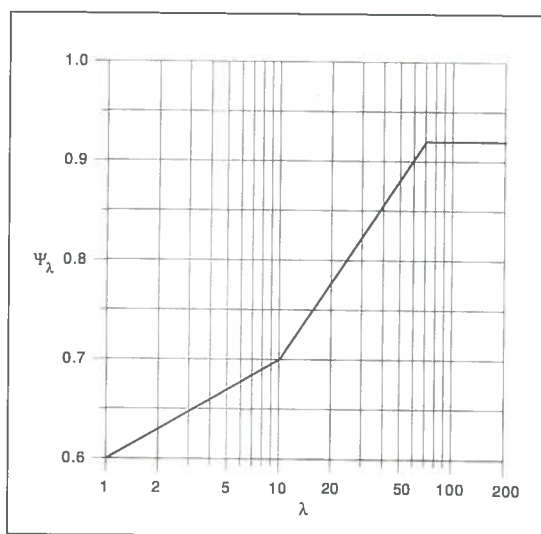
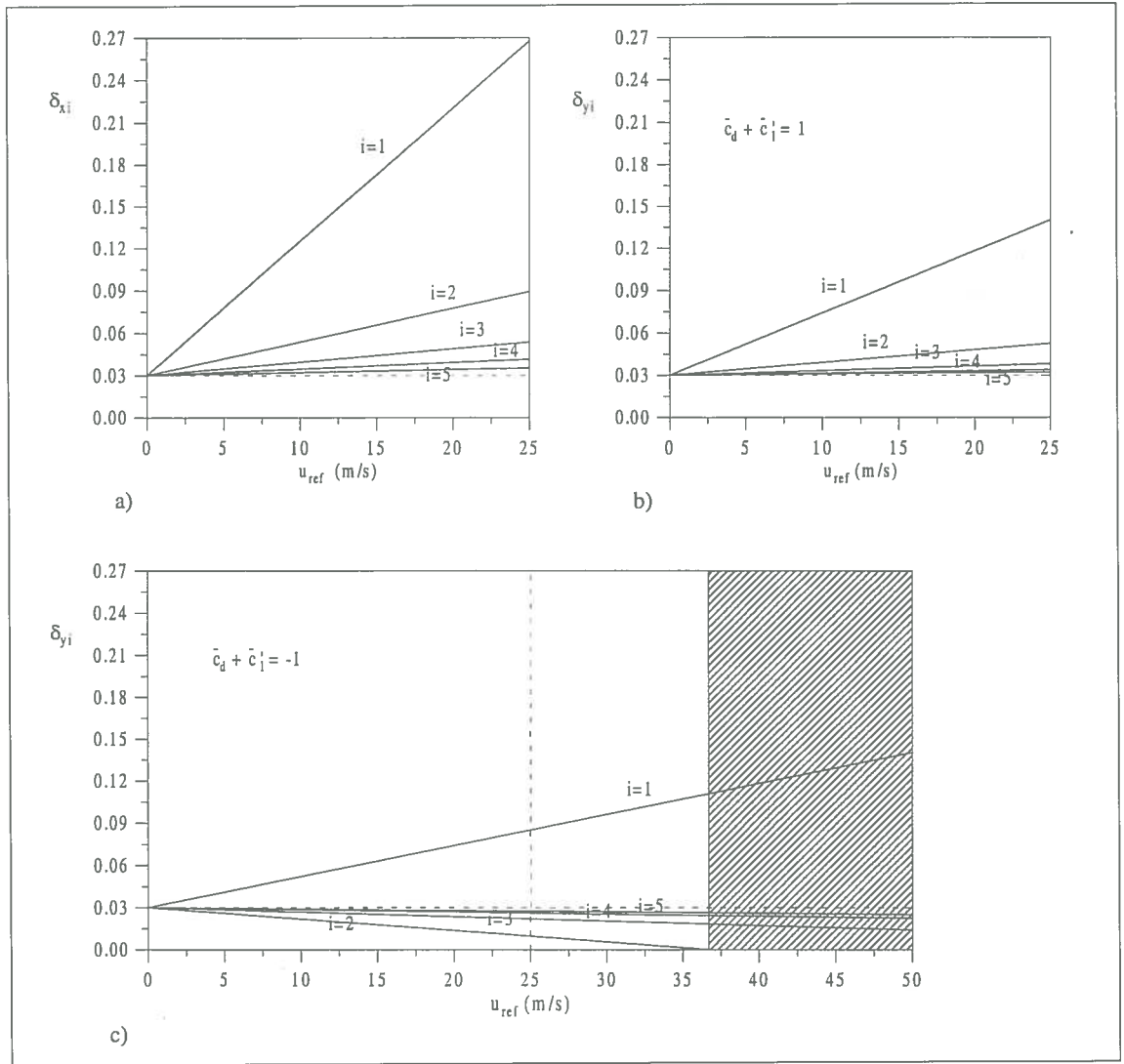


Figura 29 - Coefficiente di snellezza.

Figura 30 - Decremento logaritmico dello smorzamento del palo campione: (a) nella direzione del vento; (b) nella direzione trasversale per $(\bar{c}_d + \bar{c}'_l) = 1$; (c) nella direzione trasversale per $(\bar{c}_d + \bar{c}'_l) = -1$.



-1 (Figura 30c) $\delta_{y1} > 0$, $\delta_{yi} < 0$ per $i \geq 2$; considerandone il valore assoluto, esso decresce a partire dal secondo modo che risulta quindi critico nei riguardi del galoppo. Applicando le Eqq. 81,82 al caso in esame, $u_{ref,g} = u_{ref,g2} = 36.81$. Poiché $u_{ref,g}/u_{ref}(R_p) = 1.47 > 1.25$, la struttura è definita sicura nei riguardi di questa forma aeroelastica d'instabilità.

Le Figure 31 e 32 mostrano i diagrammi dei coefficienti generalizzati di raffica G_α (Eqq. 44,45) e dei coefficienti dinamici $C_{d\alpha f}$, $C_{d\alpha l}$ (Eqq. 58,59) al variare della velocità di riferimento, per $\alpha = x, y$ (i diagrammi di G_y , C_{dyf} , C_{dy1} corrispondono al caso $\bar{c}_d + \bar{c}'_l = 1$). Essi di regola aumentano con la velocità media del vento; questa tendenza è mitigata dalla crescita della componente aerodinamica del primo smorzamento modale. Per la stessa ragione, nonostante l'eccezionale snellezza e flessibilità della struttura, i coefficienti dinamici

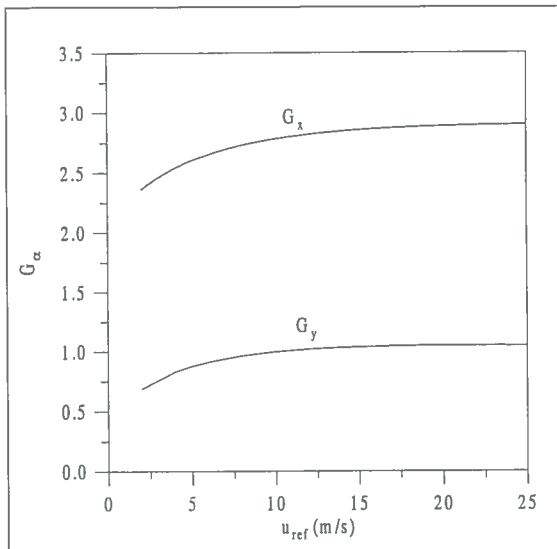


Figura 31 - Coefficienti generalizzati di raffica del palo campione.

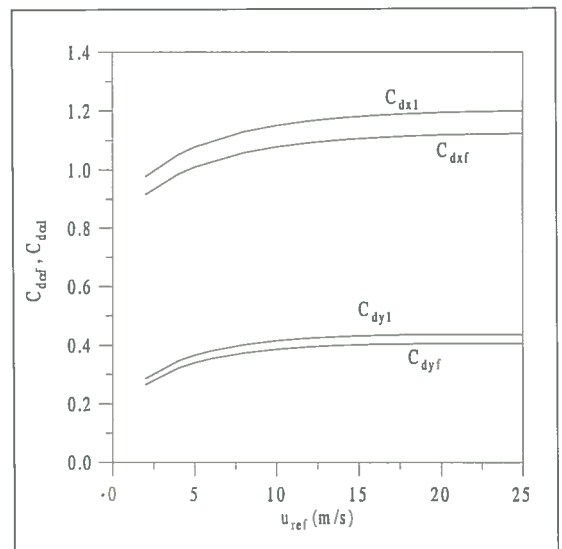


Figura 32 - Coefficienti dinamici del palo campione.

nella direzione del vento, sempre maggiori dei corrispettivi valori in direzione trasversale, risultano poco maggiori dell'unità.

La Figura 33 mostra i valori dello spostamento massimo $\bar{s}_{max,j}$ (Eqq. 62-64) alla sommità del fusto in funzione della velocità di riferimento per le tre regole di combinazione ($j = 1,2,3$) illustrate nel paragrafo 5.

Poiché in questo caso la risposta nella direzione del vento prevale nettamente sulla risposta trasversale, il valore massimo dello spostamento \bar{s}_{max} (Eq. 61) è sempre fornito dalla terza regola di combinazione (Eq. 64).

In particolare, per $u_{ref} = 25$ m/s, $\bar{s}_{max} = 0.85$ m corrisponde a circa 1/16 dell'altezza del fusto. Simili frecce, spesso accettate per questa tipologia costruttiva, richiederebbero attente riflessioni nei riguardi degli stati di servizio.

La Figura 34 mostra i profili della forza statica media nella direzione del vento (Eqq. 17,19) e della forza massima nella direzione del vento (Eqq. 56,57) corrispondenti alla velocità di progetto. Le forze concentrate sulla massa in sommità sono diagrammate come ripartite sull'altezza dell'area esposta al vento. Le forze statiche equivalenti associate alle tre regole di combinazione sono dedotte dalla forza statica media (Eq. 15) mediante il criterio del coefficiente di raffica (Eqq. 65-67) oppure dalla forza massima (Eq. 55) applicando la tecnica del coefficiente dinamico (Eqq. 68-70).

La Figura 35 mostra il profilo dello stato tensionale massimo dovuto alle azioni di progetto del vento e ai carichi permanenti verticali. L'andamento circa costante delle tensioni testimonia che la forma del palo sfrutta al meglio le riserve meccaniche del materiale. Così come il valore massimo dello spostamento, anche la massima tensione, $\sigma = 163$ N/mm² nella sezione di base, è associata alla terza regola di combinazione.

Assumendo un numero di Strouhal $S_t = 0.2$ [9,15], la Tabella III riassume i parametri essenziali dei campi di vento che producono distacco di vortici in risonanza con la struttura.

I valori critici della velocità di riferimento maggiori di 25 m/s sono racchiusi fra parentesi in quanto ininfluenti sulla sicurezza strutturale. Lo stesso principio è applicato ai valori $u_{ref,ci} < 1$ m/s. Nonostante la vicinanza di $u_{ref,24} = 17.159$ m/s e $u_{ref,45} = 16.507$ m/s, si escludono stati risonanti multipli dovuti al medesimo campo di vento.

Il coefficiente di portanza di scia del fusto è dato dalla relazione $c_L(z) = c_{Lo}(z)\psi_\lambda$ [13], dove c_{Lo} è il valore di c_L per cilindri a sezione ottagonale di lunghezza infinita.

La Figura 36 mostra l'andamento di c_{Lo} fornito in [9,15] in funzione del numero di Reynolds. Nel caso in esame, per tutte le condizioni critiche effettive, $c_{Lo,ci} = 0.8$ e $c_{L,ci} = 0.736$.

La Tabella IV riassume i parametri di calcolo dei massimi spostamenti antinodali y_{ci} (Eq. 86). Poiché lo stato deformativo dovuto al distacco dei vortici è generalmente piccolo, lo smorzamento strutturale è assunto $\delta_{si} = 0.015$ [14,16]. L'analisi, eseguita iniziando la lunghezza effettiva di correlazione con $L_{ci} = 6b_{ci}$ (Figura 26), non richiede passi ulteriori d'iterazione poichè $y_{ci} < 0.1b_{ci}$ per tutte le 7 condizioni critiche effettive.

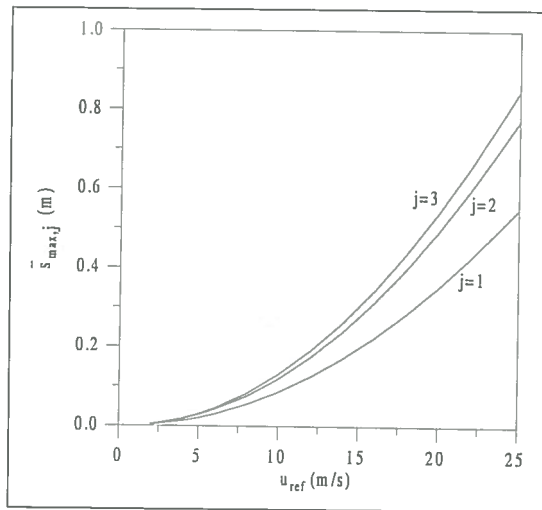


Figura 33 - Spostamento massimo alla sommità del fusto del palo campione.

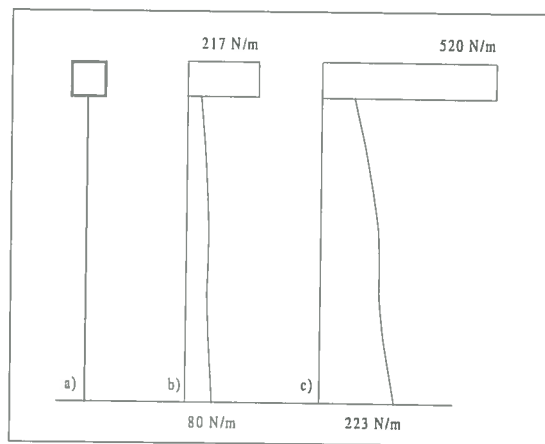


Figura 34 - (a) schema del palo campione; (b) forza statica media e (c) forza massima nella direzione del vento corrispondenti alla velocità di progetto.

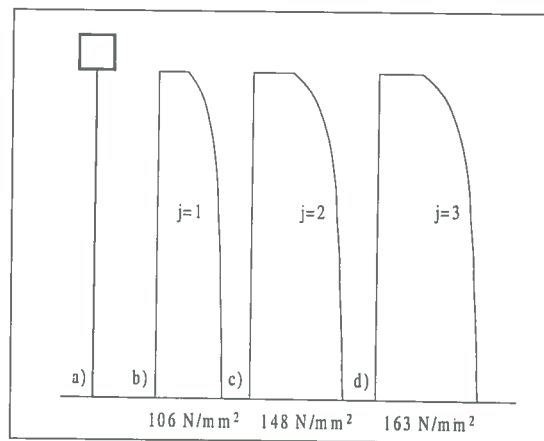


Figura 35 - (a) schema del palo campione; (b), (d) valore massimo dello stato tensionale del fusto dovuto al vento di progetto e ai carichi permanenti verticali.

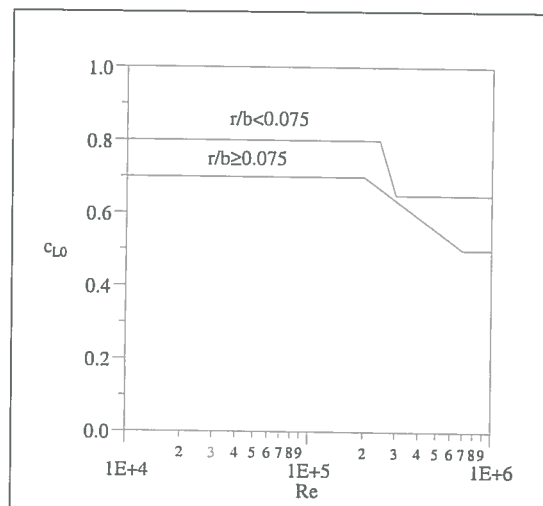


Figura 36 - Coefficiente di portanza di scia di un cilindro ottagonale di lunghezza infinita.

modo i	n_{y_i} (Hz)	campo c	z_{ci} (m)	b_{ci} (m)	u_{ci} (m/s)	$u_{ref,ci}$ (m/s)
1	0.549	1	14.00	0.0800	0.220	(0.222)
2	3.597	1	10.22	0.1340	2.412	2.606
3	10.287	1	6.02	0.1940	9.981	12.179
		2	12.46	0.1020	5.248	5.438
4	20.987	1	4.20	0.2200	23.089	(29.510)
		2	9.24	0.1480	15.532	17.159
		3	13.02	0.0940	9.865	10.130
5	35.876	1	3.22	0.2340	41.979	(53.655)
		2	7.28	0.1760	31.574	(36.819)
		3	10.64	0.1280	22.963	24.600
		4	13.30	0.0900	16.145	16.507

Tabella III - Condizioni critiche del vento presso il palo campione.

modo i	campo c	b_{ci} (m)	L_{ci} (m)	$K_{w,ci}$	K_I	$c_{L,ci}$	s_{ci}	γ_{ci} (m)
2	1	0.1340	0.804	0.104	0.104	0.736	19.54	0.00138
3	1	0.1940	1.164	0.110	0.079	0.736	8.66	0.00360
	2	0.1012	0.607	0.094	0.124	0.736	31.33	0.00070
4	2	0.1480	0.888	0.099	0.092	0.736	14.97	0.00166
	3	0.0940	0.564	0.088	0.135	0.736	37.11	0.00056
5	3	0.1280	0.768	0.104	0.104	0.736	20.39	0.00124
	4	0.0900	0.540	0.089	0.131	0.736	41.24	0.00047

Tabella IV. Massimi spostamenti antinodali del palo campione

La Tabella V riassume i fattori di ampiezza modale (Eq. 88; le autofunzioni sono normalizzate a una matrice di massa unitaria) e le relative velocità critiche di riferimento. Come già anticipato, le massime azioni e i massimi effetti per ogni modo sono dovuti al campo di vento più intenso. Ciò porta ad escludere le 3 condizioni critiche associate alle velocità di riferimento racchiuse fra parentesi. La Figura 37 schematizza le 4 restanti condizioni critiche ordinate in senso crescente di $u_{ref,ci}$.

La Figura 38 riporta le forze statiche equivalenti corrispondenti alle condizioni critiche pessimali. Ad esse corrispondono, sezione per sezione, le tensioni massime diagrammate in Figura 39. A differenza della Figura 35, relativa alle azioni di raffica, le tensioni più elevate si realizzano nella parte alta del fusto. In ogni caso si osservano stati tensionali abbastanza modesti per tutti i modi di vibrazione. Tirando le conclusioni delle analisi svolte sul palo campione, esso è dimensionato dalle azioni di raffica associate alla velocità di progetto.

9. CONCLUSIONI E PROSPETTIVE

La presente memoria illustra e quantifica le azioni e gli effetti del vento sui pali e sulle torri monotubolari.

Le azioni prodotte dalla velocità media del vento e

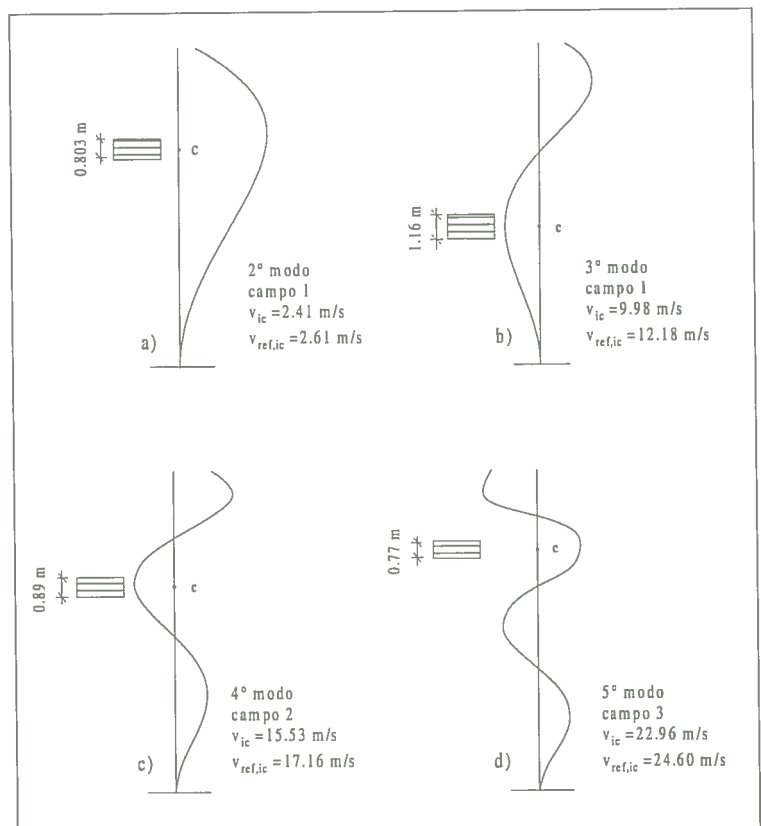


Figura 37 - Rappresentazione schematica delle condizioni critiche di distacco dei vortici dal palo campione.

Tabella V - Selezione delle condizioni critiche pessimali.

modo i	campo c	z_{ci} (m)	$\Psi_{yi}(z_{ci})$	y_{ci} (m)	P_{ci}	$u_{ref,ci}$ (m/s)
2	1	10.22	0.1098	0.00138	0.01254	2.606
3	1	6.02	0.0855	0.00360	0.04210	12.179
	2	12.46	0.1340	0.00070	0.00524	(5.438)
4	2	9.24	0.0966	0.00166	0.01722	17.159
	3	13.02	0.1463	0.00056	0.00382	(10.130)
5	3	10.64	0.1130	0.00124	0.01100	24.600
	4	13.30	0.1429	0.00047	0.00328	(16.507)

dalla turbolenza atmosferica sono ricondotte a un sistema di forze parallele e ortogonali alla direzione del vento, in parte distribuite lungo il fusto, in parte concentrate nelle masse localizzate. Introducendo opportune semplificazioni, le azioni parallele alla direzione del vento sono associate alla velocità media e alla componente longitudinale della turbolenza; le azioni ortogonali dipendono dalla sola componente laterale delle fluttuazioni.

La risposta dinamica della struttura, generalmente circoscritta al solo primo modo di vibrazione, è espressa in funzione dei parametri geometrici, aerodinamici e meccanici del fusto e delle masse. Nell'ambito di questi parametri gioca un ruolo assolutamente centrale lo smorzamento, inteso come somma di una parte strutturale e una parte aerodinamica.

Lo smorzamento strutturale è stato oggetto di prove sperimentali documentate in [14,16]. Esso cresce con il livello deformativo e con lo stato tensionale secondo leggi strettamente legate alla tipologia costruttiva.

Lo smorzamento aerodinamico nel piano del vento attenua le oscillazioni sul primo modo, risulta quasi sempre trascurabile nei riguardi dei modi superiori. Lo smorzamento aerodinamico nella direzione trasversale esercita effetti quantitativamente minori ma qualitativamente simili se il fusto possiede sezione circolare o poligonale regolare con più di 8 lati; se il fusto ha forma esagonale oppure ottagonale, esso può assumere valori negativi tali da ingenerare condizioni di galoppo principalmente associate al secondo modo di oscillazione.

Il distacco dei vortici dal fusto produce una successione di stati risonanti potenzialmente pericolosi soprattutto sul secondo e sul terzo modo.

Elevati stati tensionali di calcolo in corrispondenza dei modi superiori sembrano incompatibili con la fisica del fenomeno e comunque richiedono approfondimenti ulteriori.

I metodi formulati presentano ampi margini di raffinamento soprattutto nei riguardi della modellazione aerodinamica delle azioni. Ciò risulta di fatto efficace solo in presenza di prove su modelli in galleria del vento finalizzate a valutare i parametri aerodinamici effettivi del fusto e soprattutto delle masse. Particolarmente stimolante potrebbe rivelarsi uno studio atto ad apprezzare l'esistenza di masse localizzate la cui forma induca il galoppo del primo modo di oscillazione.

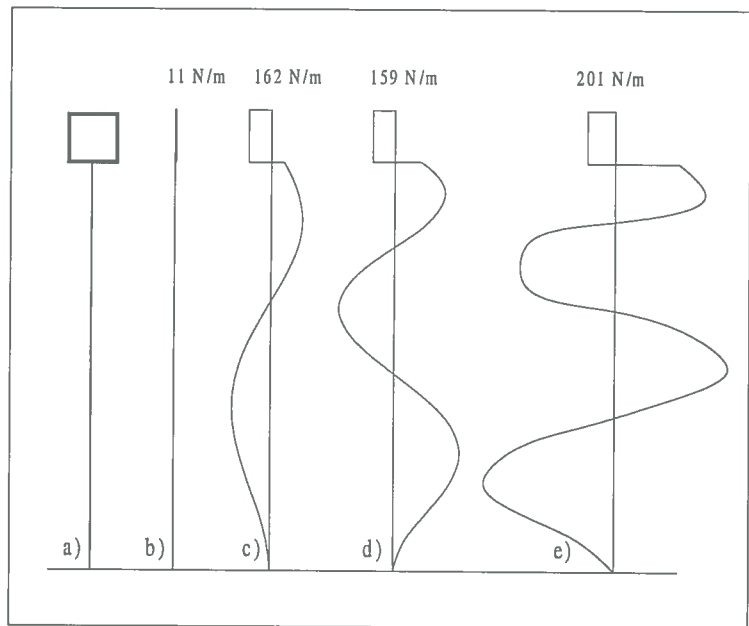


Figura 38 - (a) schema del palo campione; forze statiche equivalenti: (b) $u_{ref,12} = 2.606$ m/s; (c) $u_{ref,13} = 12.179$ m/s; (d) $u_{ref,24} = 17.159$ m/s; (e) $u_{ref,35} = 24.600$ m/s.

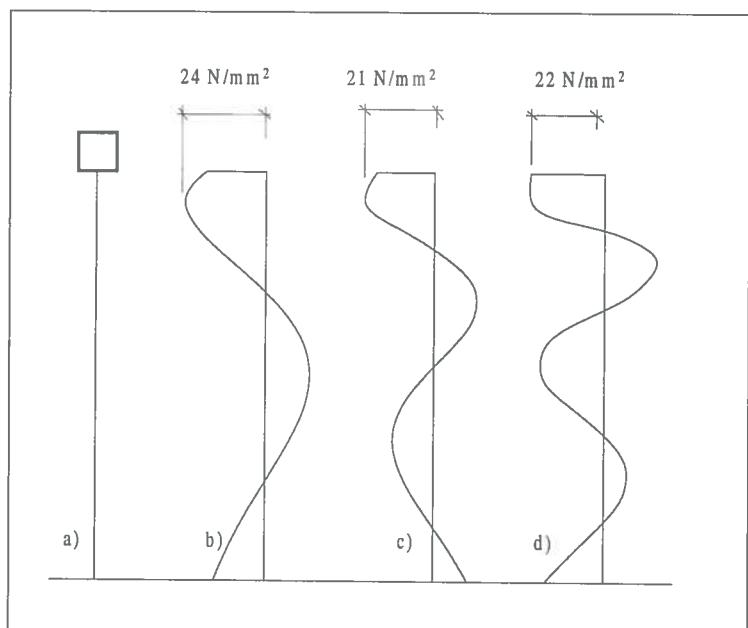


Figura 39 - (a) schema del palo campione; valore massimo dello stato tensionale del fusto dovuto al distacco dei vortici: (b) $u_{ref,13} = 12.179$ m/s; (c) $u_{ref,24} = 17.159$ m/s; (d) $u_{ref,35} = 24.600$ m/s.

Parallelamente sarebbe opportuno e di grande interesse lo svolgimento di una seconda campagna di prove al vero volte a convalidare oppure a tarare l'affidabilità complessiva del modello di calcolo.

Il fenomeno della fatica richiede valutazioni affatto diverse. Accertata l'esistenza di stati vibratorii ampi e ripetibili, esso dovrebbe costituire uno degli argomenti centrali d'indagine tecnica e progettuale. L'estensione dei metodi classici di questa disciplina al problema dei cimenti aleatori indotti dal vento non è ancora però tanto matura da venire applicata, con confidenza, a un contesto complesso e articolato quale quello dei pali e delle torri monotubolari.

Gli autori auspicano che i risultati ottenuti e le prospettive evidenziate possano costituire spunti stimolanti per proseguire la ricerca intrapresa.

RINGRAZIAMENTI

Gli autori di questa memoria desiderano ringraziare l'ACAI per avere promosso, coordinato e finanziato una ricerca di rilevante interesse scientifico e tecnico, gli associati della sezione Pali e Torri Monotubolari (CML Srl, Castel del Piano, PG; Colombo SpA, CO; Cosmec Srl, Dalmine, BG; Costruzioni Elettriche Schreder SpA, San Gillio, TO; Fivep Robolight SpA, Rovereto, TN; F.Ili Campion Srl, Fratta Polesine, RO; F.Ili Petrucci Pali Srl, Tavoleto, PS; IPD Ilva Pali Dalmine Srl, Torre Annunziata, NA; Landini Sas, Legnano, MI; Nuova Carpenteria Meccanica Snc, Magnago, MI; Siderpali SpA, Crespellano, BO; Taddei Pali Srl, Montecavolo, RE; Tecnopali SpA, PR) che hanno aderito all'iniziativa, i membri del gruppo di lavoro tecnico (P.I. Mirko Campion, ing. Giancarlo Caporali, ing. Marco Franceschini, ing. Piercarlo Landini, ing. Giovanni Quattordio) che hanno sempre fornito un contributo competente e costruttivo. Un ringraziamento particolare è infine rivolto alla sig.ra Isa Zangrando per l'entusiasmo e la disponibilità con cui ha seguito, giorno dopo giorno, l'evoluzione dello studio.

RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI

- [1] Lighting columns, (1985), British Standard, BS 5649.
- [2] Structural standards for steel antenna towers and antenna supporting structures, (1991) Electronic Industries Association, Telecommunications Industry Association, EIA/TIA-222-E.
- [3] Pali per illuminazione pubblica, (1985), Ipotesi di carico, Norma Europea EN 40/6.
- [4] Ipotesi di carico sulle costruzioni, (1967) CNR-UNI 10012/67, Bollettino Ufficiale del Consiglio Nazionale delle Ricerche, Anno I, n. 3, 31 maggio 1967.
- [5] Criteri generali per la verifica della sicurezza delle costruzioni e dei carichi e dei sovraccarichi, (1978), D.M. 3 ottobre 1978.
- [6] Istruzioni relative ai carichi, ai sovraccarichi ed ai criteri generali per la verifica di sicurezza delle costruzioni, (1978), Circolare LL. PP. n. 18591, 9 novembre 1978.
- [7] Aggiornamento delle norme tecniche relative ai "Criteri generali per la verifica di sicurezza delle costruzioni e dei carichi e sovraccarichi", (1982), D.M. 12 febbraio 1982.
- [8] Istruzioni relative ai carichi, ai sovraccarichi ed ai criteri generali per la verifica di sicurezza delle costruzioni, (1982), Circolare LL. PP. n. 22631, 24 maggio 1982.
- [9] Basis of design and actions on structures, (1994), Eurocode 1, Part 2-4: Wind actions, ENV 1991-2-4, European Committee for Standardization.
- [10] Norme tecniche relative ai "Criteri generali per la verifica di sicurezza delle costruzioni e dei carichi e sovraccarichi", (1996), D.M. 16 gennaio 1996.
- [11] Istruzioni per l'applicazione delle norme tecniche per la verifica di sicurezza delle costruzioni e dei carichi e sovraccarichi, (1996), Circolare LL.PP. 4 luglio 1996.
- [12] Minimum design loads for buildings and other structures, (1995), ASCE 7-95, American Society for Civil Engineers, New York, N.Y.
- [13] G. Solari, L.C. Pagnini, (1998), "Le azioni e gli effetti del vento sui pali e sulle torri monotubolari. Parte 1: Principi generali e formulazione", DISEG, Università di Genova, Serie II, N. 3.
- [14] L.C. Pagnini, S. Lagomarsino, G. Solari, (1998), "Le azioni e gli effetti del vento sui pali e sulle torri monotubolari. Parte 2: Valutazione sperimentale dello smorzamento", DISEG, Università di Genova, Serie II, N. 4.
- [15] L.C. Pagnini, G. Solari, (1998), "Le azioni e gli effetti del vento sui pali e sulle torri monotubolari. Parte 3: Metodo di calcolo", DISEG, Università di Genova, Serie II, N. 5.
- [16] L.C. Pagnini, S. Lagomarsino, G. Solari, (1998), "Valutazione sperimentale dello smorzamento dei pali e delle torri monotubolari", Costruzioni Metalliche, accettato per la pubblicazione.
- [17] A.G. Davenport, (1961), "The application of statistical concepts to wind loading of structures", Proc. Instn. Civ. Engrs., London, U.K., 19, 449-472.
- [18] Characteristics of atmospheric turbulence near the ground. Part II: single point data for strong winds (neutral atmosphere), (1993), ESDU 85020, Engineering Sciences Data Unit, London, U.K.

- [19] G. Solari, (1987), "Turbulence modeling for gust loading", *J. Struct. Engng., ASCE*, 113(7), 1550-1569.
- [20] G. Solari, G. Piccardo, (1998), "Probabilistic 3-D turbulence modeling for gust buffeting", *J. Fluids Struct.*, in preparazione.
- [21] G. Solari, (1994), "Gust-excited vibrations", in *Wind-excited vibrations of structures*, H. Sockel Editor, Springer Verlag, Wien, New York, 195-291.
- [22] G. Piccardo, G. Solari, (1996), "A refined model for calculating 3-D equivalent static wind forces on structures", *J. Wind Engng. Ind. Aerod.*, 65, 21-30.
- [23] M.G. Hallam, N.J. Heaf, L.R. Wootton, (1978), "Dynamics of marine structures: Methods of calculating the dynamic response of fixed structures subject to wave and current action", *CIRIA Report UR 8*.
- [24] Mean fluid forces and moments on cylindrical structures: polygonal sections with rounded corners including elliptical shapes, (1980), *ESDU 79026*, Engineering Sciences Data Unit, London, U.K.
- [25] A.G. Davenport, (1964), "Note on the distribution of the largest value of a random function with application to gust loading", *Proc. Instn. Civ. Engrs.*, London, U.K., 24, 187-196.
- [26] G. Piccardo, G. Solari, (1998), "3-D wind-excited response of slender structures: Basic formulation, closed form solution, applications", *J. Struct. Engng., ASCE*, sottoposto per la pubblicazione.
- [27] G. Solari, (1982), "Alongwind response estimation: closed form solution", *J. Struct. Div., ASCE*, 108(1), 225-244.
- [28] G. Solari, (1983), "Analytical estimation of the alongwind response of structures", *J. Wind Engng. Ind. Aerod.*, 14, 467-477.
- [29] G. Solari, (1988), "Equivalent wind spectrum technique: Theory and applications", *J. Struct. Engng., ASCE*, 114(6), 1303-1323.
- [30] G. Solari, (1993), "Gust buffeting. I: Peak wind velocity and equivalent pressure", *J. Struct. Engng., ASCE*, 119(2), 365-382.
- [31] G. Solari, (1993), "Gust buffeting. II: Dynamic alongwind response", *J. Struct. Engng., ASCE*, 119(2), 383-398.
- [32] G. Solari, A. Kareem, (1998), "On the formulation of ASCE7-95 gust effect factor", *J. Wind Engng. Ind. Aerod.*, in corso di stampa.
- [33] G. Piccardo, G. Solari, (1998), "Generalized equivalent spectrum technique", *Wind and Structures*, 1(2), 161-174.
- [34] G. Piccardo, G. Solari, (1998), "Closed form prediction of the 3-D wind-excited response of slender structures", *J. Wind Engng. Ind. Aerod.*, 74-76, 697-708.
- [35] A.G. Davenport, (1962), "The response of slender line-like structures to a gusty wind", *Proc. Instn. Civ. Engrs.*, London, U.K., 23, 369-408.
- [36] G. Solari, T.A. Reinhold, F. Livesey, (1998), "Investigation of wind actions and effects on the Leaning Tower of Pisa", *Wind and Structures*, 1(1), 1-25.
- [37] Damping of structures. Part I: Tall buildings, (1991), *ESDU 83009*, Engineering Sciences Data Unit, London, U.K.
- [38] G. Buresti, M. Giachi, G. Lombardi, (1987), "Experimental investigation on the flow-induced load and wake characteristics of finite length triangular prisms", paper presented at the 7th Int. Conf. on Wind Engineering, Aachen.
- [39] H. Ruscheweyh, G. Sedlacek, (1988), "Crosswind vibrations of steel stacks. A critical comparison between some recently proposed codes", *J. Wind Engng. Ind. Aerod.*, 30, 173-183.
- [40] H. Ruscheweyh, (1990), "Practical experiences with wind-induced vibrations", *J. Wind Engng. Ind. Aerod.*, 33, 211-218.
- [41] *Stahlschornsteine*, (1991), DIN 4133.
- [42] H. Ruscheweyh, (1994), "Vortex-excited vibrations", in *Wind-excited vibrations of structures*, H. Sockel Editor, Springer Verlag, Wien, New York, 51-84.
- [43] B.J. Vickery, R.I. Basu, (1983), "Across-wind vibrations of structures of circular cross-section. Part 1, Development of a two-dimensional model for two-dimensional conditions", *J. Wind Engng. Ind. Aerod.*, 12, 49-73.
- [44] R.I. Basu, B.J. Vickery, (1983), "Across-wind vibrations of structures of circular cross-section. Part 2, Development of a mathematical model for full-scale application", *J. Wind Engng. Ind. Aerod.*, 12, 75-97.
- [45] B.J. Vickery, R.I. Basu, (1983), "Simplified approaches to the evaluation of the across-wind response of chimneys", *J. Wind Engng. Ind. Aerod.*, 14, 153-166.
- [46] B.J. Vickery, W. Clark, (1972), "Lift or across-wind response of tapered stacks", *J. Struct. Div., ASCE*, 98(1), 1-20.