

# INSTABILITÀ PER FLUTTER NEI PONTI DI GRANDE LUCE

Marco BOZZA \*

\* *Ingegnere Strutturale, già Direttore della Federazione regionale degli Ordini degli Ingegneri del Veneto (FOIV), Amministratore di ADEPRON*

## FLUTTER CLASSICO E STALL-FLUTTER

I ponti di grande luce presentano un carattere prevalentemente monodimensionale. Inoltre a seguito della loro elevata flessibilità e leggerezza, sono particolarmente sensibili agli effetti del vento. Tali effetti sono generalmente non stazionari e hanno origine dall'interazione dinamica tra l'azione del vento e la risposta della struttura indotta dal vento stesso. Da questo processo di interazione vento-struttura si generano delle forze autoeccitate, di natura aeroelastica, che possono indurre il *flutter* dell'impalcato fino a produrne il crollo.

Il flutter è un tipico fenomeno aeroelastico di auto-eccitazione di un sistema strutturale che, a causa del moto estrae energia dal flusso fluido. Se al sistema viene fornito un disturbo iniziale, il moto che ne consegue può essere di decadimento (oscillazioni che nel tempo si smorzano) o di divergenza (oscillazioni che nel tempo aumentano indefinitamente). Ciò accade a seconda che l'energia fornita dal fluido sia, rispettivamente, minore o maggiore dell'energia che il sistema strutturale è in grado di dissipare per smorzamento meccanico. Esso è un classico fenomeno di instabilità aeroelastica dovuto all'accoppiamento tra i gradi di libertà del sistema stesso. Da un punto di vista aerodinamico vanno però distinte due situazioni di flutter:

- *flutter classico (o flutter a 2 gradi di libertà)*
- *stall-flutter (o flutter a 1 grado di libertà)*

Mentre il *flutter classico* ha la proprietà di avere un flusso non separato nella parte terminale del corpo (cioè il flusso segue il contorno del corpo stesso), a causa dell'aerodinamicità della sezione dell'impalcato, lo *stall-flutter* è caratterizzato da una separazione del flusso su una parte del corpo o durante una parte del ciclo di oscillazione. Da un punto di vista dinamico lo stall-flutter è un'instabilità aerodinamica di pura torsione, indotta dal vento incidente la struttura con un angolo di attacco non nullo. In particolare questo fenomeno viene associato alle vibrazioni periodiche autoeccitate di una struttura dotata di determinate caratteristiche di inerzia e di elasticità sulla quale, durante il suo moto di oscillazione, si presenta, come detto, una condizione di separazione parziale o totale dello strato limite del flusso incidente. La differenza fondamentale quindi tra il flutter classico e lo stall-flutter risiede nel carattere del flusso che investe la struttura. Nei ponti di grande luce il fenomeno può dar luogo alla perdita di funzionalità e di integrità strutturale, manifestandosi tramite vibrazioni di predominante carattere torsionale.

## PONTI SOGGETTI A STALL-FLUTTER

Per caratterizzare il comportamento dinamico della struttura soggetta a vento incidente, i carichi aerodinamici agenti su di essa possono valutarsi assumendo, in prima approssimazione, un carattere bidimensionale del flusso. Essendo infatti le dimensioni longitudinali del ponte molto maggiori di quelle trasversali, è possibile caratterizzare le azioni specifiche esercitate dal vento sulla struttura considerando una sezione rappresentativa, supposta indeformabile. Si possono quindi introdurre una forza aerodinamica specifica avente una componente di resistenza  $F_D$  nella direzione del flusso ed una nella direzione ad essa ortogonale di portanza  $F_L$ , ed un momento torcente specifico  $M$ . Tali forze sono funzioni dei coefficienti aerodinamici adimensionali  $C_D$ ,  $C_L$ ,  $C_M$ , della dimensione trasversale  $B$  della sezione, della densità dell'aria, della velocità  $U$  del vento incidente, supposta costante, e dell'angolo medio di incidenza  $\alpha$  formato dalla direzione del flusso e dalla corda della sezione.

Poiché le sezioni del ponte hanno una geometria a profilo non aerodinamico (*bluff-body*), a seguito di effetti locali di distacco e riattacco della vena fluida, tali azioni specifiche presentano in generale una variazione nel tempo attorno ad un valore medio. In particolare, in corrispondenza di determinati angoli di incidenza, a seguito di una massiccia separazione del flusso dalla struttura, si osserva un effetto di perdita di portanza o di forte riduzione del momento torcente. Nel caso di sezioni non profilate, usuali per i ponti di grande luce, l'angolo  $\alpha$  per il quale si realizza la perdita di portanza è generalmente superiore a quello corrispondente alla riduzione del momento torcente. Quest'ultimo viene indicato come *angolo di stallo statico*.

Inoltre, come detto, quando la travata si muove all'interno del flusso incidente, nascono delle forze aeroelastiche di interazione. Queste possono descriversi con un approccio quasi-stazionario, ed inducono in generale moti autoeccitati di vibrazione della struttura. In particolare, quando l'angolo di incidenza del flusso diviene prossimo a quello di stallo statico, tali oscillazioni divengono particolarmente accentuate, ed assumono un carattere prevalentemente torsionale. In questo caso, in condizioni critiche di flutter si osserva che la frequenza di oscillazione coincide praticamente con quella naturale di torsione della struttura in aria calma e la velocità critica del vento incidente risulta notevolmente inferiore rispetto a quella corrispondente ad angoli medi di incidenza prossimi a zero.

## ANALISI DEL FLUTTER MEDIANTE IL “MODELLO-SEZIONE”

Come detto inizialmente, i fenomeni di instabilità aeroelastica rivestono particolare importanza nei ponti sospesi e strallati di grande luce. L'instabilità aeroelastica per flutter negli impalcati dei ponti sospesi è causato dall'accoppiamento di due modi di oscillazione (normalmente i primi) flessionale e torsionale, che presentano deformate simili. Le relative frequenze vengono avvicinate dall'effetto associato all'azione del vento, il quale introduce energia nel sistema. L'accoppiamento dei due gradi di libertà costituisce l'aspetto caratteristico di questo fenomeno: il moto verticale e torsionale si sincronizzano su di una frequenza comune, il cui valore risulta intermedio tra quelli verticale e torsionale.

Gli effetti delle azioni eoliche sugli impalcati vengono ormai correntemente determinate con analisi nel dominio del tempo, facendo ricorso a simulazioni numeriche in campo non lineare, mediante l'utilizzo di opportune storie di vento artificiali, ed a prove sperimentali in galleria del vento. In quest'ultimo caso la sperimentazione viene condotta sia su sezioni dell'impalcato, che su modelli in scala dell'intera struttura; ciò consente con sufficiente attendibilità di prevedere sia il comportamento d'insieme, sia gli effetti locali (su stralli, veicoli ecc...). Nonostante ciò, conservano grande interesse modelli teorici semplificati, ma in grado di fornire almeno l'ordine di grandezza delle velocità del vento per cui possono eventualmente verificarsi fenomeni di instabilità.

L'analisi di questo problema nel dominio delle frequenze è possibile se si effettua una linearizzazione dei fenomeni, introducendo degli opportuni coefficienti di forza ricavati da sperimentazioni di modelli in scala. I motivi fondamentali che consentono di affrontare il problema con un approccio analitico di tipo lineare sono i seguenti:

- in prima approssimazione la struttura può considerarsi avente un comportamento elastico-lineare, con una risposta di tipo sinusoidale smorzata esponenzialmente;

- il passaggio dalla condizione di stabilità all'instabilità avviene in condizioni di moto oscillatorio incipiente, attorno alla configurazione di equilibrio per vento medio costante.

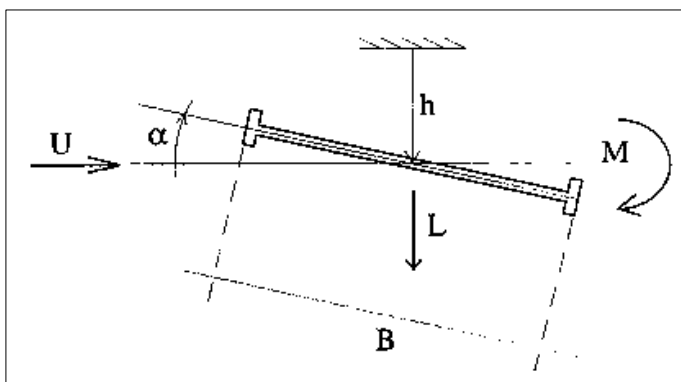


Figura 1

L'assunzione di queste due ipotesi consente di eseguire l'analisi del flutter su un sistema lineare elastico. Uno dei modelli analitici più utilizzati per l'analisi del flutter è il modello a due gradi di libertà, noto in letteratura come *Modello-Sezione* (Figura 1).

In questo modello si fanno le seguenti ipotesi:

- il flusso incidente è bidimensionale, incomprimibile e laminare;
- la forma del profilo è generica e possiede due gradi di libertà: spostamento verticale flessionale  $h$  e rotazione  $\alpha$ ;
- il moto è limitato a piccoli spostamenti attorno ad una posizione di equilibrio statico nei due gradi di libertà verticale e torsionale. Il sistema viene quindi considerato lineare e viene applicata la sovrapposizione degli effetti.

Si dimostra che l'insieme delle forze dovute al vento agenti sul modello è equivalente ad una *forza di portanza*  $L$  applicata nel baricentro dell'impalcato e avente direzione verticale, e ad un *momento aerodinamico*  $M$  torsionale, con asse-momento ortogonale al piano della figura. Le equazioni del moto, per un impalcato a geometria simmetrica, si scrivono allora come:

$$(1) \quad M_h \ddot{h}(t) + C_h \dot{h}(t) + K_h h(t) = L$$

$$(2) \quad I_\alpha \ddot{\alpha}(t) + C_\alpha \dot{\alpha}(t) + K_\alpha \alpha(t) = M$$

dove  $M_h$  e  $I_\alpha$  sono, rispettivamente, l'inerzia flessionale (massa) e torsionale per unità di lunghezza,  $C_h$  e  $C_\alpha$  i coefficienti di smorzamento viscoso flessionale e torsionale,  $K_h$  e  $K_\alpha$  le rigidità elastiche flessionale e torsionale. Se l'impalcato avesse una geometria non simmetrica si sarebbero dovuti aggiungere nella (1) e nella (2) i termini di accoppiamento inerziale, definiti dal momento statico di massa. Per mezzo di questi coefficienti si vogliono simulare i parametri strutturali inerziali, di smorzamento ed elastici dell'impalcato.

Il modello sezione, è costituito quindi da una sezione dell'impalcato di larghezza  $B$  in opportuna scala, vincolato in maniera tale che (tenuto conto del fattore di scala) le frequenze proprie di oscillazione verticale e torsionale rappresentino le frequenze proprie del primo modo verticale e del primo modo torsionale del ponte nel suo complesso. Questo è dovuto al fatto che si è riscontrato che nei ponti di grande luce i fenomeni aeroelastici coinvolgono soltanto

pochi modo propri, per cui, in prima approssimazione, è lecito considerarne solamente due. È importante precisare che l'analisi modale deve essere condotta a partire da una significativa condizione di equilibrio, ovvero tenendo conto sia dei carichi verticali che della parte "statica" delle azioni orizzontali del vento. A rigore, la validità del modello sezione a due gradi di libertà è subordinata alla circostanza che la prima forma modale verticale e la prima torsionale siano tra loro simili, come peraltro avviene sempre nei ponti sospesi di grande luce.

## EQUAZIONI DINAMICHE DEL FLUTTER

Come già detto il flutter è un tipico fenomeno aeroelastico di auto-eccitazione di un sistema strutturale che, a causa del moto, estrae energia dal flusso incidente. Se al sistema viene fornito un disturbo iniziale, il moto che ne deriva può essere di decadimento o di divergenza (cioè le oscillazioni possono essere smorzate o crescere indefinitamente), a seconda che l'energia estratta dal fluido sia minore o maggiore dell'energia dissipata dal sistema tramite lo smorzamento meccanico. La *condizione critica di flutter* è quella per la quale il sistema è in una condizione di incipiente instabilità, quella cioè nella quale l'energia dissipata è pari all'energia estratta.

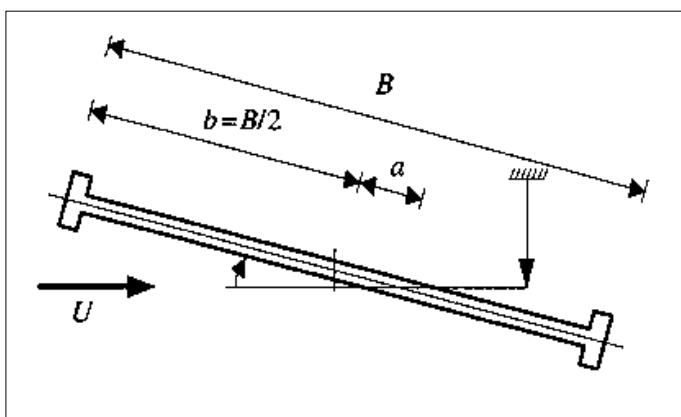


Figura 2

Poiché nel modello sezione si considera costante la velocità del vento, l'approssimazione insita nello studiare il fenomeno tenendo conto della sola velocità media U (Figura 2), corrisponde a considerare le fluttuazioni dovute alla turbolenza come disturbi in grado di innescare una oscillazione autoeccitata qualora la velocità media sia superiore ad un valore critico opportunamente definito.

Per poter affrontare lo studio del flutter nei ponti sospesi, originariamente si sono adottate le teorie disponibili per i profili alari. Nel caso di un'ala sottile immersa in un flusso fluido subsonico bidimensionale incomprimibile, Theodorsen ha dimostrato che, partendo dai principi di base della teoria del flusso a potenziale, le espressioni di L e M sono lineari in h e  $\alpha$  e nelle loro derivate prime e seconde:

$$(3) \quad L = -\rho b^2 \left[ \pi U \dot{\alpha}(t) + \pi \ddot{h}(t) - \pi a \ddot{\alpha}(t) \right] - 2\pi \rho C(k) \left[ U \alpha(t) + \dot{h}(t) + \left( \frac{b}{2} - a \right) \dot{\alpha}(t) \right]$$

$$(4) \quad M = -\rho b^2 \left[ \pi U \left( \frac{b}{2} - a \right) \dot{\alpha}(t) + \pi \left( \frac{b^2}{8} + a^2 \right) \ddot{\alpha}(t) - \pi a \ddot{h}(t) \right] + 2\pi \rho U b C(k) \left( \frac{b}{2} + a \right) \left[ U \alpha(t) + \dot{h}(t) + \left( \frac{b}{2} - a \right) \dot{\alpha}(t) \right]$$

essendo C(k) una funzione complessa definita da:

$$(5) \quad C(k) = F(k) + iG(k)$$

e detta *Funzione Circolatoria di Theodorsen*,  $k = b\omega/U$  la frequenza ridotta,  $\omega$  la pulsazione circolare,  $\rho$  la densità dell'aria e  $b = B/2$  (Figura 2). Nella sua classica formulazione, l'Ingegnere aeronautico *Robert H. Scanlan* ha dimostrato che, nell'ambito delle piccole oscillazioni, le forze di auto-eccitazione assumono una espressione simile alle equazioni (3) e (4), in funzione delle coordinate h ed  $\alpha$  e delle rispettive velocità (derivate prime), secondo le seguenti relazioni:

$$(6) \quad L(h, \dot{h}, \alpha, \dot{\alpha}) = \frac{1}{2} \rho U^2 B \left[ K H_1^*(K) \frac{\dot{h}(t)}{U} + K H_2^*(K) \frac{B \dot{\alpha}(t)}{U} + K^2 H_3^*(K) \alpha(t) + K^2 H_4^*(K) \frac{h(t)}{B} \right]$$

$$(7) \quad M(h, \dot{h}, \alpha, \dot{\alpha}) = \frac{1}{2} \rho U^2 B^2 \left[ K A_1^*(K) \frac{\dot{h}(t)}{U} + K A_2^*(K) \frac{B \dot{\alpha}(t)}{U} + K^2 A_3^*(K) \alpha(t) + K^2 A_4^*(K) \frac{h(t)}{B} \right]$$

in cui i termini legati alla derivata seconda di  $h$  e  $\alpha$  (presenti nelle (3) e (4)) sono stati trascurati, avendo una importanza trascurabile nei problemi strutturali di ingegneria del vento. I coefficienti  $H^*(K)$  e  $A^*(K)$  che compaiono nelle (6) e (7) sono detti *derivate aeroelastiche* e risultano funzioni della grandezza adimensionale *frequenza ridotta*  $K$  definita da:

$$(8) \quad K = \frac{B \omega}{U}$$

Le derivate aeroelastiche sono ottenibili attraverso prove sperimentali in galleria del vento. Le procedure adottate per valutarle sono diverse. Due di queste sono le seguenti:

- si impone uno spostamento verticale o torsionale al modello dell'impalcato in galleria del vento: le derivate sono basate sul comportamento nel transitorio a partire da quando il modello viene lasciato libero;
- si impongono al modello delle oscillazioni forzate in modo da seguire un moto predefinito e si misurano le forze aerodinamiche su di esso, utilizzando misuratori di pressione disposti sul modello.

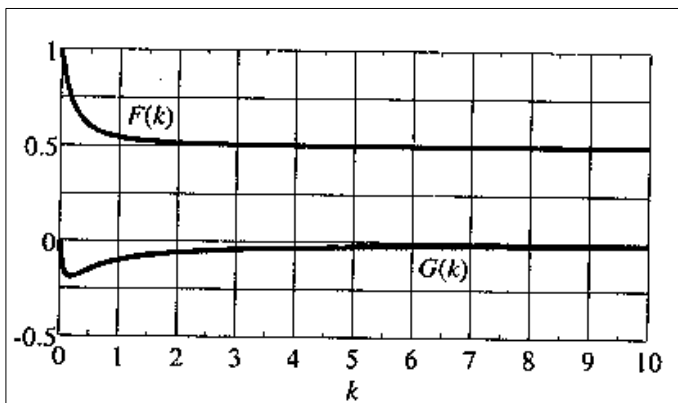


Figura 3

Si dimostra che, per profili piatti lisci e sottili, le derivate aeroelastiche sono esprimibili in funzione della parte reale  $F(k)$  e della parte immaginaria  $G(k)$  della *Funzione Circolatoria di Theodorsen* definita dalla (5). L'andamento di  $F(k)$  e di  $G(k)$  è riportato in Figura 3.

Poiché normalmente nelle (6) e (7) i termini in  $h$  sono trascurabili rispetto a quelli in  $\alpha$  e alle derivate prime di  $h$  e  $\alpha$ , le oscillazioni del profilo sono descritte dalle due equazioni seguenti:

$$(9) \quad M_h \ddot{h}(t) + C_h \dot{h}(t) + K_h h(t) = \frac{1}{2} \rho U^2 B \left[ K H_1^*(K) \frac{\dot{h}(t)}{U} + K H_2^*(K) \frac{B \dot{\alpha}(t)}{U} + K^2 H_3^*(K) \alpha(t) \right]$$

$$(10) \quad I_\alpha \ddot{\alpha}(t) + C_\alpha \dot{\alpha}(t) + K_\alpha \alpha(t) = \frac{1}{2} \rho U^2 B^2 \left[ K A_1^*(K) \frac{\dot{h}(t)}{U} + K A_2^*(K) \frac{B \dot{\alpha}(t)}{U} + K^2 A_3^*(K) \alpha(t) \right]$$

### FLUTTER AD UN GRADO DI LIBERTÀ E DIVERGENZA TORSIONALE

Se l'impalcato del ponte ha una sezione particolarmente tozza, può accadere che i termini misti, ossia i contributi ad  $L$  dipendenti da  $\alpha$  e dalla sua derivata prima, e quelli a  $M$  dipendenti dalla derivata prima di  $h$ , risultino trascurabili rispetto agli altri termini. Le equazioni del moto assumono allora la forma disaccoppiata:

$$(11) \quad M_h \ddot{h}(t) + C_h \dot{h}(t) + K_h h(t) = \frac{1}{2} \rho U^2 B K H_1^*(K) \frac{\dot{h}(t)}{U}$$

$$(12) \quad I_\alpha \ddot{\alpha}(t) + C_\alpha \dot{\alpha}(t) + K_\alpha \alpha(t) = \frac{1}{2} \rho U^2 B^2 \left[ K A_2^*(K) \frac{B \dot{\alpha}(t)}{U} + K^2 A_3^*(K) \alpha(t) \right]$$

In tal caso l'instabilità aeroelastica può essere legata alle vibrazioni autoeccitate di un preciso modo, di solito quello torsionale, per cui l'unico grado di libertà  $\alpha$  è sufficiente a descrivere la dinamica del sistema. La (12) può essere riscritta nella forma seguente:

$$(13) \quad I_\alpha \ddot{\alpha}(t) + C_\alpha \dot{\alpha}(t) + K_\alpha \alpha(t) = C_\alpha^* \dot{\alpha}(t) + K_\alpha^* \alpha(t)$$

ovvero anche:

$$(14) \quad I_{\alpha} \ddot{\alpha}(t) + (C_{\alpha} - C_{\alpha}^*) \dot{\alpha}(t) + (K_{\alpha} - K_{\alpha}^*) \alpha(t) = 0$$

dove si è indicato con:

$$(15) \quad C_{\alpha}^* = \frac{1}{2} \rho U^2 B^2 K A_2^*(K) \frac{B}{U}$$

$$(16) \quad K_{\alpha}^* = \frac{1}{2} \rho U^2 B^2 K^2 A_3^*(K)$$

rispettivamente lo *smorzamento aerodinamico* e la *rigidezza aerodinamica*. I coefficienti  $C_{\alpha}^*$  e  $K_{\alpha}^*$  sono positivi se lo sono anche rispettivamente  $A_2^*$  e  $A_3^*$ . Al crescere di  $U$  possono verificarsi due situazioni:

- il coefficiente di *smorzamento globale* ( $C_{\alpha} - C_{\alpha}^*$ ) può annullarsi o addirittura assumere valori negativi; in questo caso, noto come *flutter ad un grado di libertà*, per  $(C_{\alpha} - C_{\alpha}^*) < 0$  un disturbo impresso al profilo viene progressivamente amplificato a causa di un trasferimento di energia dal fluido alla struttura (dissipazione negativa), mentre in condizioni critiche, per  $(C_{\alpha} - C_{\alpha}^*) = 0$ , l'oscillazione risulta armonica;

- il coefficiente di *rigidezza globale* ( $K_{\alpha} - K_{\alpha}^*$ ) può annullarsi o addirittura assumere valori negativi; in questo caso, noto come *divergenza torsionale*, per  $(K_{\alpha} - K_{\alpha}^*) < 0$  il momento aerodinamico instabilizzante prevale sul momento di richiamo elastico. In questa situazione si verifica una instabilità statica non equilibrata dalla rigidezza torsionale: la struttura diverge, ruotando fino alla distruzione. Tale fenomeno è tuttavia poco probabile per le strutture da ponte.