

CAPITOLO VI
FLESSIONE DEVIATA

1. La sollecitazione di flessione deviata come sovrapposizione di due flessioni rette.

In possesso dei risultati relativi alla flessione semplice, si può studiare un notevole caso di sollecitazione composta: quello della *flessione deviata*, e cioè del solido di De Saint-Venant soggetto ad ambedue le sollecitazioni di flessione semplice. I risultati sono validi in tutto il solido se sulle due basi le distribuzioni delle sollecitazioni esterne sono alla De Saint-Venant, in caso contrario i risultati possono accettarsi ad esclusione delle zone più vicine alle basi.

Le sollecitazioni esterne agenti sulla base $z = l$ ammettono come sole caratteristiche diverse da zero \mathcal{M}_x ed \mathcal{M}_y , che possono comporsi in una unica coppia \mathcal{M} (fig. 6-1). Le sollecitazioni sulla base $z = 0$ ammettono anch'esse come sole caratteristiche diverse da zero la $-\mathcal{M}_x$ e la $-\mathcal{M}_y$, che possono comporsi in un'unica coppia uguale e contraria ad \mathcal{M} . Il piano in cui agisce \mathcal{M} , ortogonale al vettore \mathcal{M} risultante dei vettori \mathcal{M}_x ed \mathcal{M}_y , è il *piano di sollecitazione*; la traccia s di tale piano su quello della sezione retta è l'*asse di sollecitazione* (fig. 6-1). Sia \widehat{sy} l'angolo formato dalle due rette s ed y ; la tangente trigonometrica di \widehat{sy} è fornita da

$$\operatorname{tg} \widehat{sy} = - \frac{\mathcal{M}_y}{\mathcal{M}_x} . \quad (a)$$

Il suo segno, come è noto, non dipende dai versi di s e di y , ma soltanto dal verso della rotazione positiva nel piano xy , e dalla successione delle due rette s ed y : $\operatorname{tg} \widehat{sy} = - \operatorname{tg} \widehat{ys}$.

Gli effetti di \mathcal{M} si ottengono, per il principio di sovrapposizione, sommando gli effetti relativi alle due flessioni semplici di caratteristiche \mathcal{M}_x ed \mathcal{M}_y . Perciò le τ_{zx} e τ_{zy} sono nulle, e le $\sigma_z dA$ su una qualsiasi sezione retta hanno per risultante una coppia M di componenti M_x ed M_y ; la M , considerata come agente sulla parte di trave di sinistra, coincide con la \mathcal{M} .

La σ_z è fornita da

$$\sigma_z = -\frac{M_y}{I_y} x + \frac{M_x}{I_x} y ; \quad (b)$$

infatti il momento M_y positivo genera compressioni per $x > 0$, trazioni per $x < 0$ (fig. 6-1).

La (b) assicura che gli estremi dei vettori σ_z giacciono su un piano; la retta intersezione di questo piano con quello della sezione retta è il luogo dei punti per cui $\sigma_z = 0$, e si chiama *asse neutro* n. Le tensioni σ_z

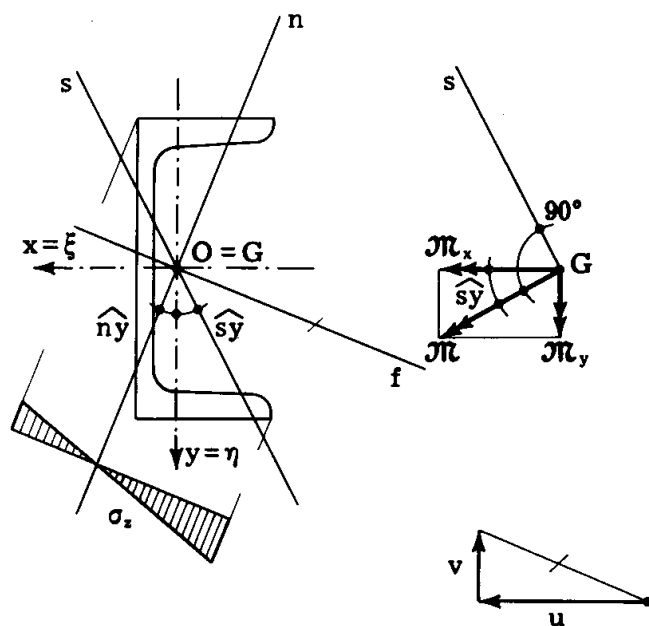


FIG. 6-1

sono costanti lungo ogni corda parallela ad n, e proporzionali alla distanza da n; esse possono rappresentarsi ribaltando sul piano xy la sezione del solido $\sigma_z(xy)$ con un qualsiasi piano ortogonale ad n (fig. 6-1).

L'equazione dell'asse neutro è

$$-\frac{M_y}{I_y} x + \frac{M_x}{I_x} y = 0 \quad (c)$$

da cui si ottiene

$$\widehat{\text{tg ny}} = \frac{M_x}{M_y} \frac{I_y}{I_x} . \quad (d)$$

La retta n di equazione $ax + by = 0$ forma con gli assi x ed y gli angoli \hat{nx} ed $\hat{ny} = \hat{nx} + 90^\circ$, le cui tangenti trigonometriche sono (fig. 6-2)

$$\operatorname{tg} \hat{nx} = -\frac{y}{x} = \frac{a}{b}$$

$$\operatorname{tg} \hat{ny} = -\frac{1}{\operatorname{tg} \hat{nx}} = \frac{x}{y} = -\frac{b}{a}$$

Dalla (5-3) si hanno gli spostamenti dei punti dell'asse z ($x = y = 0$):

$$v = -\frac{M_x}{2EI_x} z^2$$

$$u = \frac{M_y}{2EI_y} z^2 ;$$

il rapporto u/v è indipendente da z , perciò la deformata dell'asse è contenuta

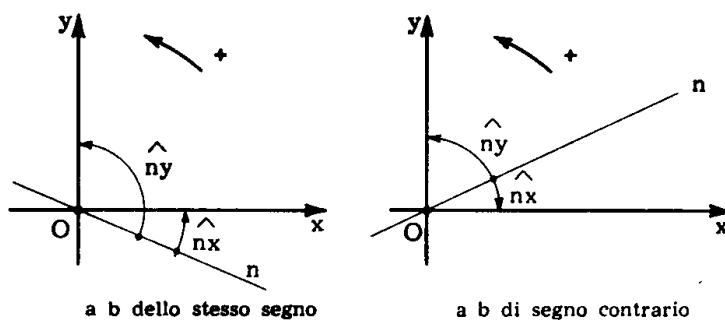


FIG. 6-2

in un piano (*piano di flessione*) passante per z , la cui traccia f sul piano xy (*asse di flessione*) è fornita da

$$\operatorname{tg} \hat{fy} = \frac{u}{v} = -\frac{M_y}{M_x} \frac{I_x}{I_y}$$

Confrontando con la (a), si osserva che s non coincide con f , poichè I_x/I_y è in genere diverso da 1. E' questo il motivo per cui la flessione in esame prende il nome di *deviata*.

Confrontando con la (d), si osserva che f è ortogonale ad n .

Dalle (a) e (d) si trae

$$\operatorname{tg} \hat{ny} \cdot \operatorname{tg} \hat{sy} = -\frac{I}{I_x} \quad (e)$$

La (e) assicura che s ed n sono coniugati nella involuzione baricentrica connessa con l'ellisse di inerzia della sezione retta.

La coniugata baricentrica s di n si ottiene conducendo (fig. 6-3) le due rette tangenti all'ellisse e parallele ad n , e congiungendo uno dei due punti di tan-

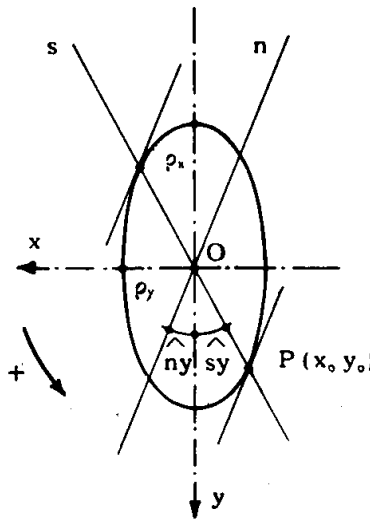


FIG. 6-3

genza $P(x_0, y_0)$ con il centro O . L'equazione dell'ellisse è

$$f(x, y) = \frac{x^2}{\rho_y^2} + \frac{y^2}{\rho_x^2} - 1 = 0 ;$$

l'equazione della tangente in P è

$$\left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)_P (x - x_0) + \left(\frac{\partial f}{\partial y} \right)_P (y - y_0) = 0$$

e cioè

$$\frac{2x_0}{\rho_y^2} (x - x_0) + \frac{2y_0}{\rho_x^2} (y - y_0) = 0 ;$$

l'equazione di n è perciò

$$\frac{2x_0}{\rho_y^2} x + \frac{2y_0}{\rho_x^2} y = 0 .$$

Si trae

$$\text{tg } \widehat{sy} = \frac{x_0}{y_0}$$

$$\operatorname{tg} \hat{n}_y = \frac{x}{y} = - \frac{y_0}{x_0} \frac{\rho_y^2}{\rho_x^2}$$

$$\operatorname{tg} \hat{s}_y \cdot \operatorname{tg} \hat{n}_y = - \frac{\rho_y^2}{\rho_x^2} = - \frac{I_y}{I_x} .$$

La determinazione di n , una volta fissato s , e noti i semidiametri principali dell'ellisse d'inerzia, è immediata, e viene riportata nella figura 6-4 (vedi pure fig. 1-26).

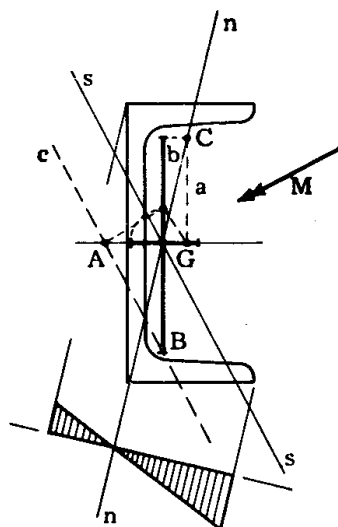


FIG. 6-4

Si noti (b) che per M_x ed M_y positivi, i segni delle σ_z dovute ai due momenti nei quattro quadranti sono quelli riportati nella tabella che segue, e cioè le σ_z si sommano in valore assoluto nei quadranti con segno diverso, e si sottraggono nei quadranti con lo stesso segno.

	$x^+ y^+$	$x^+ y^-$	$x^- y^+$	$x^- y^-$
M_x	+	-	+	-
M_y	-	-	+	+

Come si è già osservato, le σ_z sono proporzionali alla distanza d_n dall'asse neutro n , e sono costanti su ogni corda parallela ad n . Si può scrivere, se σ_1 è la tensione alla distanza $d_n = 1$ (fig. 6-5),

$$\sigma_z = \sigma_1 d_n . \quad (f)$$

Per precisare il segno di d_n , occorre (Cap. I) fissare l'orientazione della retta n ; come verso positivo può essere scelto indifferentemente l'uno o l'altro dei due.

Partendo dalla (f) (che a sua volta è derivazione dell'ipotesi di conservazione delle sezioni piane) si può ricavare per via sintetica la relazione tra s ed n . Le forze elementari $\sigma_z dA$ devono ammettere per risultante una coppia M , e cioè una forza di valore nullo applicata nel punto improprio della retta s e ortogonale al piano della sezione retta.

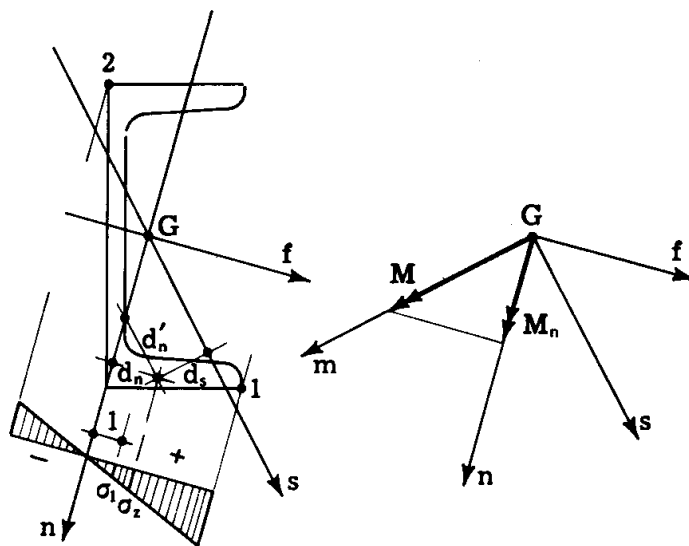


FIG. 6-5

Ne deriva che anche il baricentro delle masse $d_n dA$ è il punto improprio di s . Ma $d_n dA$ è il momento statico dell'area elementare dA rispetto all'asse n , perciò il centro relativo alla retta n è il punto improprio di s . Poichè il centro relativo alla retta n è l'antipolo della retta n nella polarità determinata dall'ellisse centrale di inerzia, la retta n che ha l'antipolo, e quindi il polo, all' ∞ è baricentrica, e la retta s che contiene l'antipolo, e quindi il polo, di n (polo e antipolo di n coincidono) è coniugata di n .

Dalla condizione di equivalenza tra le forze elementari $\sigma_z dA$ e la coppia M si ha che i momenti delle prime e della seconda rispetto alla retta n devono essere uguali:

$$\int_A \sigma_z d_n dA = \sigma_1 \int_A d_n^2 dA = M_n, \quad (g)$$

dove M_n è la componente della coppia M relativa al piano di flessione, rappresentata dalla proiezione normale del vettore M sull'asse n .

Nella scrittura della (g) i momenti rispetto ad n si assumono, al solito, positivi se sono rappresentati da vettori aventi lo stesso verso di n ; perciò, il prodotto $\sigma_z d_n dA$ positivo è un momento anch'esso positivo, e quindi si giustifica il segno della (g).

Poichè

$$\int_A d_n^2 dA = I_n$$

è il momento d'inerzia della sezione retta rispetto all'asse neutro, le (f) e (g) forniscono la relazione monomia, identica a quella di Navier,

$$\sigma_z = \frac{M_n}{I_n} d_n . \quad (1)$$

Nella (6-1) rientrano sia la (5-2), sia la stessa formula relativa alla flessione (retta) intorno ad y , ove compare il segno —.

La condizione di equivalenza relativa ai momenti intorno ad s fornisce (fig. 6-5)

$$\int_A \sigma_z d_s dA = M_s = 0$$

e cioè

$$\sigma_1 \int_A d_n d_s dA = \sigma_1 I_{ns} = 0 ; \quad (h)$$

la condizione di equivalenza relativa alle forze secondo z porge

$$\int_A \sigma_z dA = N = 0$$

e cioè

$$\sigma_1 \int_A d_n dA = \sigma_1 S_n = 0 . \quad (i)$$

Dalle (i) ed (h) deriva che il momento statico S_n della sezione retta rispetto all'asse neutro, e il momento centrifugo I_{ns} rispetto all'asse neutro e all'asse di sollecitazione, sono nulli. Si ha conferma così che l'asse n è baricentrico, e che n ed s sono coniugati.

Si considerino l'asse s e l'asse m ad esso normale orientati in modo da poter portare, con rotazione rigida nel piano xy , m su x ed s su y (fig. 6-5). Così pure f sia orientato in modo che la coppia nf risulti sovrapponibile alla coppia xy . Deriva $\widehat{mn} = \widehat{sf}$. Inoltre m sia orientato in modo che $\widehat{mn} > 0$. Ciò significa che M ed M_n sono dello stesso segno.

Dalla (6-1) si ha

$$\sigma_z = \frac{M_n}{\cos \widehat{sf}} \frac{d_n}{\cos \widehat{sf}} \frac{\cos^2 \widehat{sf}}{I_n} \quad (1)$$

D'altro canto è

$$\frac{M_n}{\cos \widehat{sf}} = \frac{M_n}{\cos \widehat{mn}} = M$$

$$\frac{d_n}{\cos \widehat{sf}} = d'_n$$

$$\frac{I_n}{\cos^2 \widehat{sf}} = I'_n = \int_A d'^2_n dA ,$$

dove d'_n è la distanza dell'area elementare dall'asse neutro, valutata parallelamente ad s , ed I'_n il momento d'inerzia della sezione retta rispetto all'asse neutro, calcolato attraverso le d'_n .

Dalla (6-1) si trae perciò l'altra espressione monomia della σ_z :

$$\sigma_z = \frac{M}{I'_n} d'_n \quad (2)$$

2. Gli spostamenti nella flessione deviata.

Con riferimento (fig. 6-6) agli assi n ed f (la coppia nf è sovrapponibile ad xy), si prenda in esame una terna uvw identica alla (5-1) (*):

(*) Si tenga presente che d_n e d_f sono distanze, e quindi deve porsi (Cap. I) $x = -d_f$, $y = d_n$.

$$\begin{aligned}
 u &= \frac{c}{mE} d_f d_n \\
 v &= -\frac{c}{2mE} (mz^2 - d_f^2 + d_n^2) \\
 w &= \frac{c}{E} d_n z .
 \end{aligned}
 \tag{m}$$

Dalle (2-12) si ottiene

$$\begin{aligned}
 F'_n &= F'_f = F'_z = \mathcal{M}'_z = 0 \\
 \mathcal{M}'_n &= cI_n = \mathcal{M}_n \\
 \mathcal{M}'_f &= cI_{nf} = \mathcal{M}_f ;
 \end{aligned}
 \tag{n}$$

analogamente dalle (2-11) si ha

$$\begin{aligned}
 F^o_n &= F^o_f = F^o_z = \mathcal{M}^o_z = 0 \\
 \mathcal{M}^o_n &= -\mathcal{M}_n \\
 \mathcal{M}^o_f &= -\mathcal{M}_f .
 \end{aligned}$$

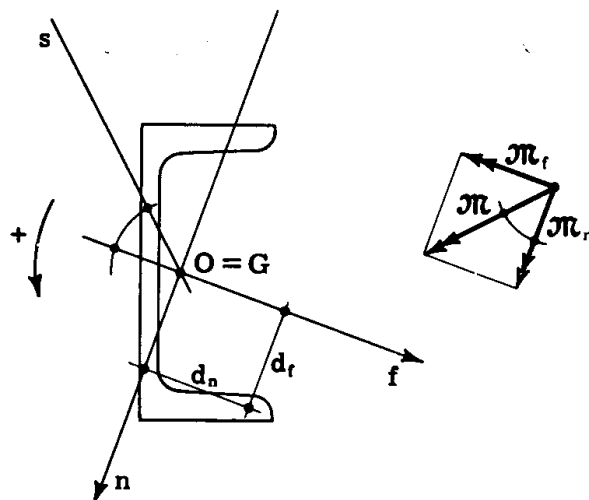


FIG. 6-6

Si ha perciò (fig. 6-6)

$$\begin{aligned}
 \widehat{\text{tg } n\mathcal{M}} &= \frac{\mathcal{M}_f}{\mathcal{M}_n} = \frac{I_{nf}}{I_n} \\
 \widehat{\text{tg } ns} &= \widehat{\text{tg } (n\mathcal{M} + 90^\circ)} = -\frac{I_n}{I_{nf}} .
 \end{aligned}
 \tag{o}$$

La (o) assicura che n ed s sono coniugati nella polarità determinata dall'ellisse d'inerzia della sezione retta. Infatti è

$$I_{ns} = \int_A d_n d_s dA$$

ed essendo (fig. 6-7)

$$d_s = d_n \cos \widehat{ns} + d_f \sin \widehat{ns}$$

si può scrivere, se n ed s sono coniugati,

$$\begin{aligned} I_{ns} &= \cos \widehat{ns} \int_A d_n^2 dA + \sin \widehat{ns} \int_A d_n d_f dA = \\ &= I_n \cos \widehat{ns} + I_{nf} \sin \widehat{ns} = \\ &= \cos \widehat{ns} (I_n + I_{nf} \operatorname{tg} \widehat{ns}) = 0 . \end{aligned}$$

E' questa la derivazione diretta della flessione deviata come caso particolare del problema di De Saint-Venant; si può studiare così la fles-

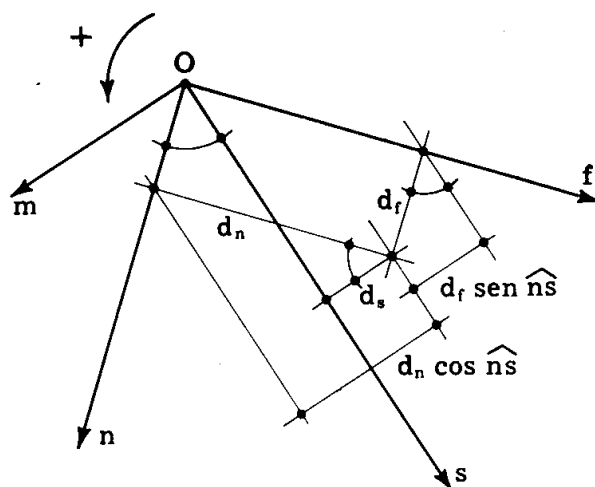


FIG. 6-7

sione deviata prima della semplice, e trattare questa come caso particolare della prima. Dalle (m) e (n) si trae

$$\sigma_z = E \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{M_n}{I_n} d_n ,$$

coincidente con la (6-1); la (o) assicura che n ed s sono coniugati; si riottengono così tutti i risultati del primo paragrafo. In più, l'analisi della deformazione e degli spostamenti relativi alla flessione retta risulta valida anche per la flessione deviata, ponendo n al posto di x , f al posto di y , M_n al posto di M_x . In particolare le rette parallele a z si deformano in archi di cerchio contenuti in piani paralleli al piano fz ; l'asse z si deforma nell'arco di cerchio di raggio

$$r = - \frac{EI_n}{M_n}, \quad (3)$$

contenuto nel piano fz (*piano di flessione*).

La traccia f di tale piano su quello della sezione retta è normale ad n , e prende nome di *asse di flessione*. L'asse di flessione f coincide con l'asse di sollecitazione s soltanto se questo e l'asse neutro n sono ortogonali; poichè s ed n sono anche coniugati, f ed s coincidono soltanto se s è uno degli assi principali d'inerzia.

Dalla non coincidenza dei due assi di sollecitazione e di flessione deriva il nome di flessione deviata, che si dà usualmente alla sollecitazione composta da due flessioni semplici; così pure il nome di flessione retta che si dà alla sollecitazione di flessione semplice deriva dalla coincidenza dei due assi.

Se l'ellisse di inerzia della sezione retta è un cerchio, non sussiste in alcun caso flessione deviata, perchè ogni asse baricentrico è principale di inerzia.

3. La verifica di sicurezza nella flessione deviata.

Lo stato tensionale è ancora monoassiale, perciò anche nel caso in esame le condizioni di sicurezza si scrivono

$$\begin{aligned} \sigma_{z \max} &\leq \sigma_{at} \\ \sigma_{z \min} &\geq \sigma_{ac} \end{aligned} \quad (p)$$

Interessano i due punti 1 e 2 (fig. 6-8) più lontani dell'asse neutro, e cioè i due punti ove le tangenti al contorno della sezione retta parallele all'asse neutro toccano il contorno stesso. Se le tangenti al contorno parallele all'asse neutro sono più di due ci si limita a considerare le più distanti da esso. Chiamando d'_1 e d'_2 le distanze di 1 e 2 da n valutate secondo s , le (p) si scrivono, se 1 è alla sinistra di n ,

$$\frac{M}{I'_n} d'_1 \leq \sigma_{at} \quad ; \quad \frac{M}{I'_n} d'_2 \geq \sigma_{ac} \quad (M > 0)$$

$$\frac{M}{I'_n} d'_1 \geq \sigma_{ac} \quad ; \quad \frac{M}{I'_n} d'_2 \leq \sigma_{at} \quad (M < 0) .$$
(4)

Le quantità

$$W'_{1n} = \frac{I'_n}{d'_1} \quad ; \quad W'_{2n} = \frac{I'_n}{|d'_2|}$$
(5)

si definiscono (§ 1-11) *moduli di resistenza* della sezione relativi all'asse

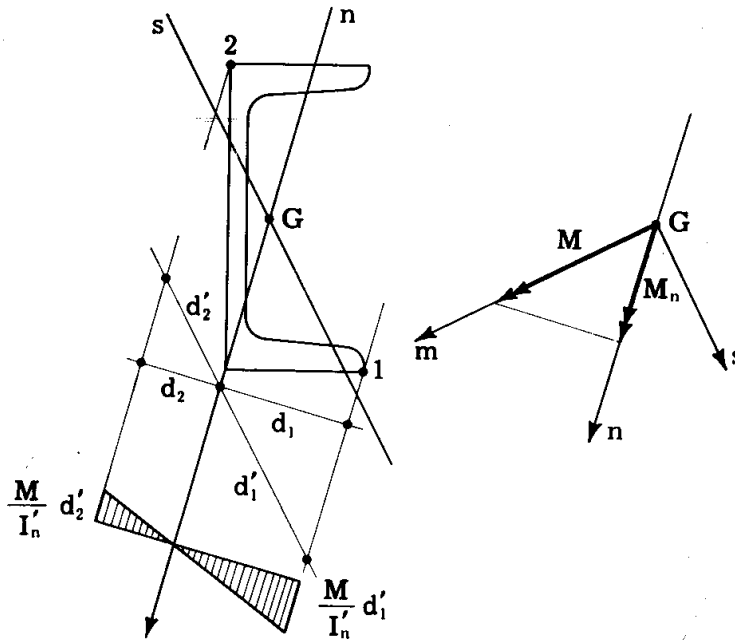


FIG. 6-8

neutro n ; per n coincidente con x , le (6-5) coincidono con le (5-7). Le (6-4) si scrivono, utilizzando le (6-5),

$$\frac{M}{W'_{1n}} \leq \sigma_{at} \quad ; \quad \frac{M}{W'_{2n}} \leq |\sigma_{ac}| \quad (M > 0)$$

$$\frac{|M|}{W'_{1n}} \leq |\sigma_{ac}| \quad ; \quad \frac{|M|}{W'_{2n}} \leq \sigma_{at} \quad (M < 0) .$$
(6)

Se è $\sigma_{at} = |\sigma_{ac}| = \sigma_a$, le (6-6) si riducono all'unica equazione

$$\frac{|M|}{W'_{n \min}} \leq \sigma_a ,$$
(7)

ove $W'_{n \min}$ è il più piccolo tra W'_{1n} e W'_{2n} .

La (6-7) si presta ad un procedimento, in un certo senso di progetto, molto elegante. Il momento

$$M_{rs} = \sigma_a W'_{n \min}$$

rappresenta il valore assoluto del massimo momento, positivo o negativo che sia, agente nel piano di traccia s , che la trave può essere chiamata a sopportare con il grado di sicurezza contenuto implicitamente in σ_a . Si può facilmente disegnare un diagramma polare che fornisce gli M_{rs} relativi ai vari assi di sollecitazione.

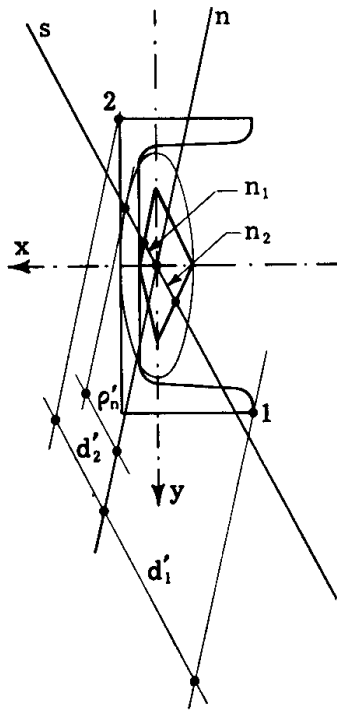


FIG. 6-9

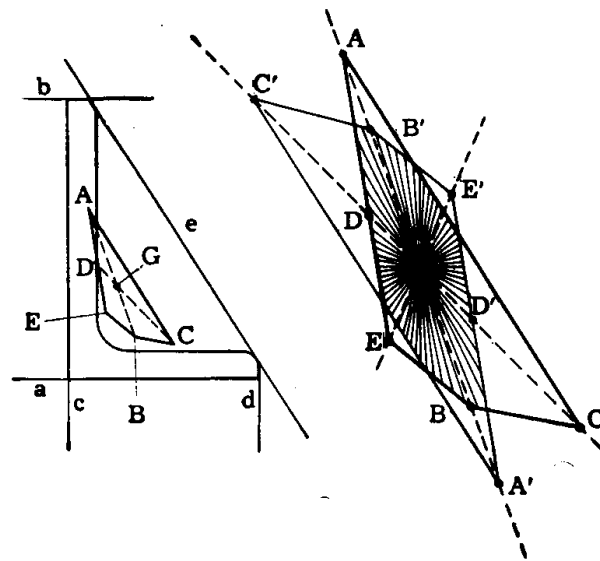


FIG. 6-10

Se infatti (fig. 6-9) n_1 ed n_2 sono i due raggi di nocciolo distesi su s , si ha (Cap. I, § 11)

$$W'_{1n} = A n_1 \quad ; \quad W'_{2n} = A n_2 ,$$

e quindi

$$M_{rs} = \sigma_a A n_s \quad (8)$$

essendo n_s il più piccolo dei due raggi di nocciolo distesi su s . E' sufficiente perciò disegnare la figura simmetrica del nocciolo d'inerzia rispetto al baricentro G (fig. 6-10); l'area comune al nocciolo e al suo

simmetrico rappresenta il diagramma polare degli n_s , e perciò, a meno di $\sigma_a A$, dei momenti M_{rs} . La figura simmetrica del nocciolo d'inerzia rispetto al baricentro G si può ottenere meccanicamente facendo ruotare di 180° il nocciolo nel suo piano intorno al baricentro.

In presenza di profilati conviene riferirsi, anzichè alla (6-2), alla formula binomia (b). Sovente accade, infatti, che nelle sezioni dei profilati i punti 1 e 2 più lontani dall'asse neutro sono immediatamente riconoscibili una volta fissato s, senza bisogno di disegnare n, perchè coincidono con dei vertici della sezione; tali vertici sono anche i punti più distanti dagli assi principali, e quindi per essi i W_x e W_y sono consegnati nei manuali. La condizione di sicurezza si scrive, in questi casi, con riferimento ai due vertici ove le σ_z dovute ad M_x ed M_y si sommano in valore assoluto,

$$\frac{|M_x|}{W_{1x}} + \frac{|M_y|}{W_{1y}} \leq \sigma_a \quad (9)$$

$$\frac{|M_x|}{W_{2x}} + \frac{|M_y|}{W_{2y}} \leq \sigma_a .$$

4. Espressione del potenziale e dell'energia di deformazione.

Il potenziale elastico è, per la (b) e la (2-23),

$$\varphi = \frac{\sigma_z^2}{2E} = \frac{1}{2E} \left(\frac{M_x^2}{I_x^2} y^2 + \frac{M_y^2}{I_y^2} x^2 - 2 \frac{M_x M_y}{I_x I_y} xy \right) . \quad (q)$$

L'energia di deformazione è fornita da

$$L = \int_V \varphi dV = \frac{l}{2E} \left[\frac{M_x^2}{I_x^2} \int_A y^2 dA + \frac{M_y^2}{I_y^2} \int_A x^2 dA - 2 \frac{M_x M_y}{I_x I_y} \int_A xy dA \right]$$

e, poichè gli assi x ed y sono coniugati,

$$L = \frac{M_x^2 l}{2EI_x} + \frac{M_y^2 l}{2EI_y} . \quad (r)$$

Si osserva dalla (r) che l'energia mutua è nulla; ciò dipende dalla scelta degli assi x ed y, che essendo principali d'inerzia sono anche coniugati.

Alla (r) si perviene anche come espressione del lavoro esterno L_e , attraverso il teorema di Clapeyron:

$$L_e = \frac{1}{2} \mathcal{M}_x \Delta\varphi_x + \frac{1}{2} \mathcal{M}_y \Delta\varphi_y = \frac{\mathcal{M}_x^2 \ell}{2 EI_x} + \frac{\mathcal{M}_y^2 \ell}{2 EI_y}.$$

Il lavoro mutuo è nullo, perchè $\Delta\varphi_x$ è ortogonale ad \mathcal{M}_y , e $\Delta\varphi_y$ è ortogonale a \mathcal{M}_x ; ciò non accade se le due flessioni di momenti \mathcal{M}_x ed \mathcal{M}_y non sono rette, e cioè se x ed y non coincidono con gli assi principali d'inerzia.

Altra espressione di φ è la seguente:

$$\varphi = \frac{\sigma_z^2}{2 E} = \frac{M_n^2}{2 EI_n^2} d_n^2; \quad (s)$$

da essa si trae

$$L = \int_v \varphi dV = \frac{M_n^2 \ell}{2 EI_n^2} \int_A d_n^2 dA = \frac{M_n^2 \ell}{2 EI_n}. \quad (t)$$

Così pure può scriversi

$$\varphi = \frac{M^2}{2 EI_n'^2} d_n'^2 \quad (u)$$

$$L = \frac{M^2 \ell}{2 EI_n'}. \quad (v)$$

Alle (t) e (u) si perviene anche attraverso il teorema di Clapeyron, considerando che le due sezioni di base ruotano l'una rispetto all'altra dell'angolo

$$\Delta\varphi_n = \frac{\mathcal{M}_n \ell}{EI_n} \quad (z)$$

il cui vettore rappresentativo è diretto come l'asse n.

5. Un esempio numerico.

Si prende in esame la trave di acciaio rappresentata in sezione nella fig. 6-11; tale sezione è stata già studiata nel capitolo della geometria delle

masse (1-14 b). Il piano di sollecitazione sia verticale; l'asse neutro è stato individuato graficamente (§ 1-8). La sua posizione può essere definita

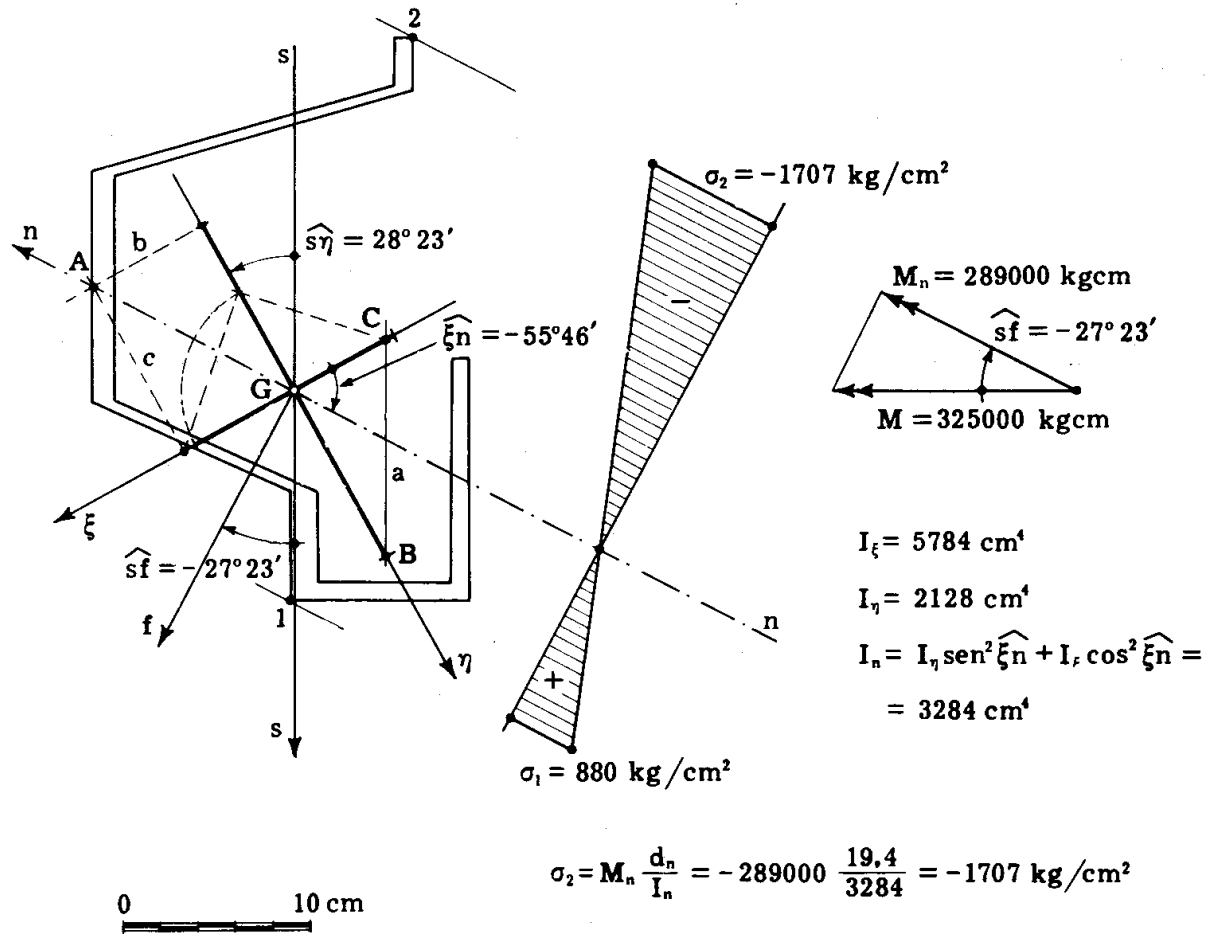


FIG. 6-11

anche analiticamente; si ha infatti

$$\hat{s}\eta = 28^\circ 23'$$

da cui (6-e)

$$\text{tg } \hat{n}\eta = - \frac{2128}{5784} \frac{1}{\text{tg } \hat{s}\eta}$$

$$\hat{n}\eta = -34^\circ 14' + 180^\circ = 145^\circ 46'$$

$$\hat{n}\xi = \hat{n}\eta - 90^\circ = 55^\circ 46'$$

$$\hat{n}s = \hat{n}\eta - \hat{s}\eta = 117^\circ 23'$$

$$\hat{f}s = \hat{n}s - 90^\circ = 27^\circ 23'$$

Dalle (1-g) si ha

$$I_n = I_\eta \sin^2 \hat{\xi}_n + I_\xi \cos^2 \hat{\xi}_n = 3284 \text{ cm}^4 ,$$

e dalla (6-1)

$$M_n = M \cos \hat{s}f = 289.000 \text{ Kg cm}$$

$$\sigma_2 = \frac{M_n d_{2n}}{I_n} = - 1707 \text{ Kg/cm}^2 .$$

Nella fig. 6-12 è riportato il diagramma polare dei momenti M_{rs} (§ 6-3),

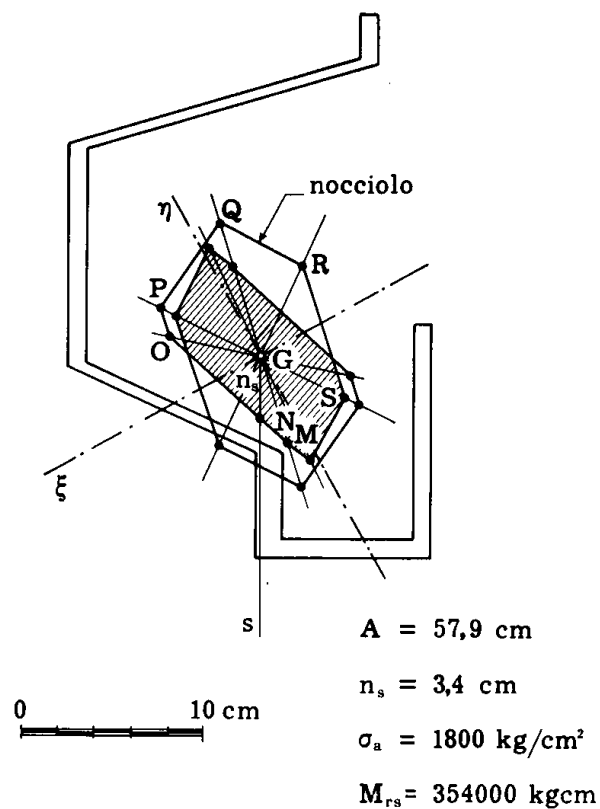


FIG. 6-12

ed il valore di M_{rs} per l'asse di sollecitazione verticale e per

$$\sigma_a = 1800 \text{ Kg/cm}^2 .$$