

Fasi del progetto geotecnico di una fondazione

1. Indagini per la caratterizzazione del sottosuolo

2. Analisi di entità e distribuzione delle azioni di progetto in esercizio (carichi fissi e sovraccarichi permanenti e accidentali)

3. Scelta della tipologia e del piano di posa

4. Dimensionamento, verifica di capacità portante (calcolo del carico limite e relative verifiche)

5. Analisi dello stato tensio-deformativo nel sistema terreno-fondazione in esercizio:
- calcolo dei cedimenti e verifica della loro ammissibilità
 - studio dell'interazione terreno-fondazione

Strutture di fondazione

Tutte le strutture civili (edifici, ponti, muri, ecc.) sono vincolate al terreno attraverso una “struttura di fondazione”, che va opportunamente dimensionata.



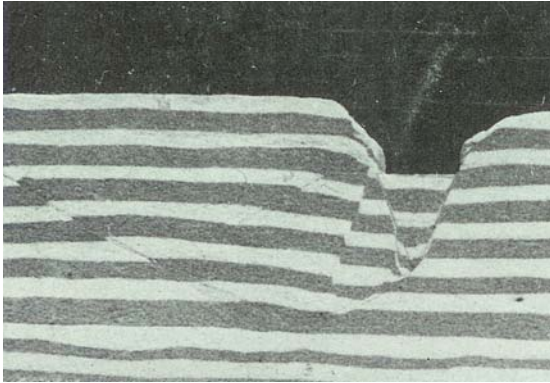
Il vincolo terreno, sollecitato attraverso la fondazione, non deve infatti collassare o essere troppo cedevole (cioè, produrre cedimenti incompatibili con la statica e/o la funzionalità della sovrastruttura).

La soluzione del problema richiede tipicamente la valutazione:

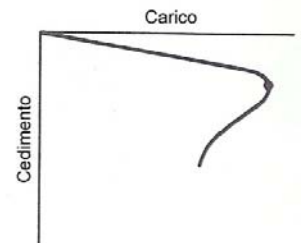
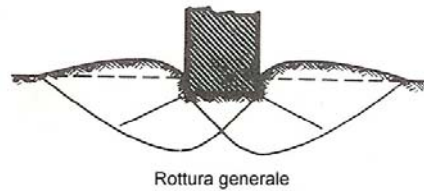
- **della capacità portante della fondazione;**
- dei cedimenti indotti in condizioni di esercizio.

Meccanismi di collasso delle fondazioni superficiali

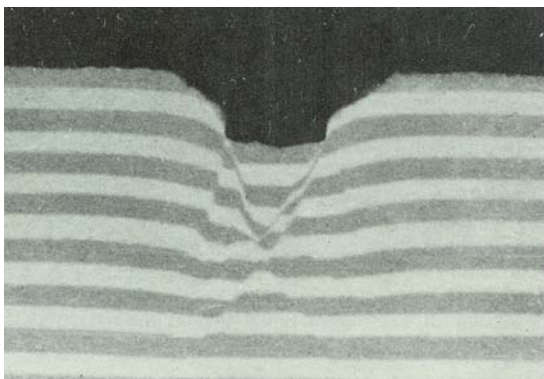
Sabbia densa ($D_r = 100\%$)



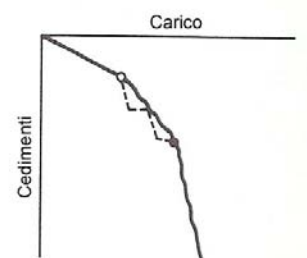
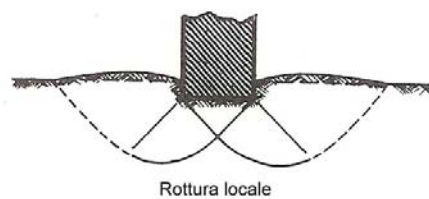
Rottura generale



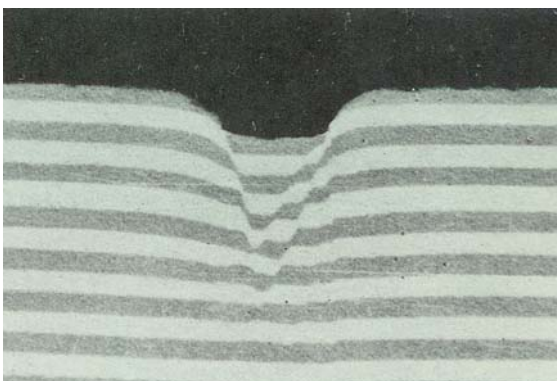
Sabbia media ($D_r = 47\%$)



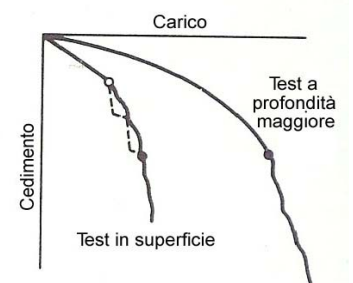
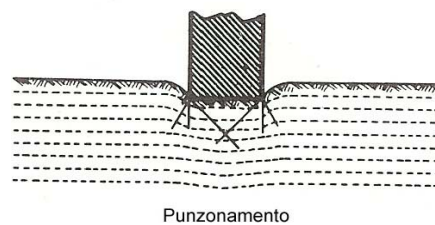
Rottura locale



Sabbia sciolta ($D_r = 15\%$)

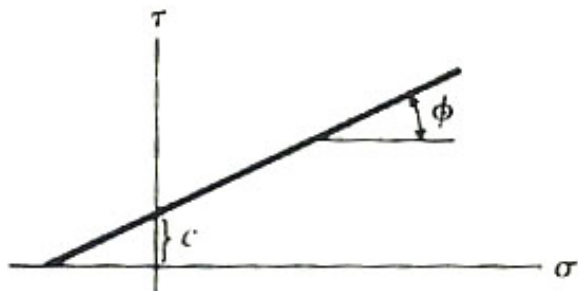
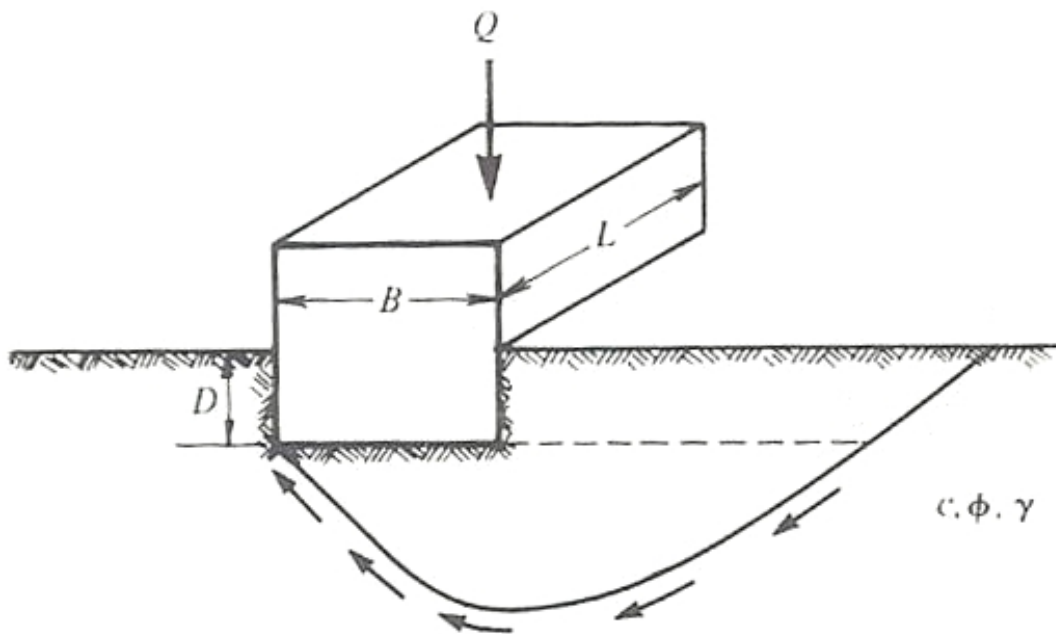


Punzonamento



Schema di riferimento

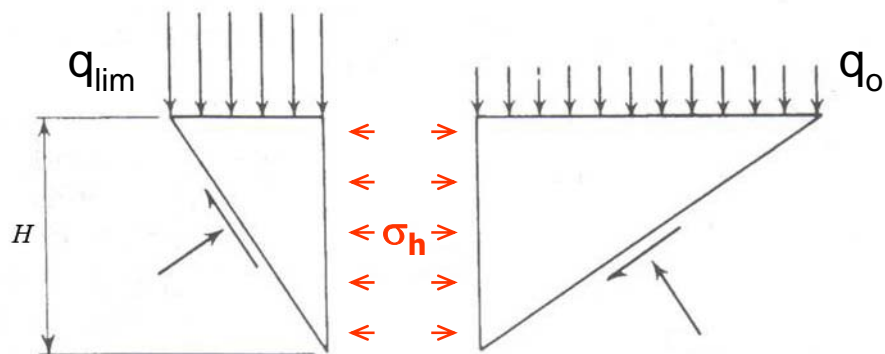
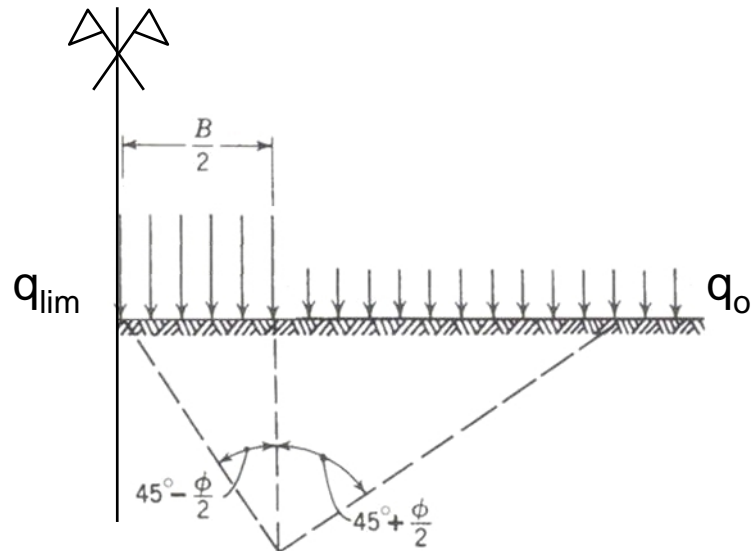
- Fondazione nastriforme ($L \gg B$, nelle applicazioni la soluzione relativa a questo schema si ritiene valida per fondazioni rettangolari con $L > 5B$)
- Piano di posa a profondità D
- Rinterro dotato di peso proprio ma privo di resistenza (a vantaggio di sicurezza)
- Terreno al di sotto della fondazione dotato di peso proprio, con comportamento rigido-plastico e con criterio di resistenza di Mohr-Coulomb



Modello semplificato

Cunei di Rankine

(soddisfano le condizioni di equilibrio ma sono cinematicamente incompatibili)



$$\frac{B}{2} = H \tan \left(45^\circ - \frac{\varphi}{2} \right) \Rightarrow H = \frac{B}{2} \sqrt{K_p}$$

$$S_a = \frac{1}{2} \gamma \cdot H^2 \cdot K_a + q_{lim} \cdot H \cdot K_a - 2c \cdot H \cdot \sqrt{K_a}$$

$$S_p = \frac{1}{2} \gamma \cdot H^2 \cdot K_p + q_o \cdot H \cdot K_p + 2c \cdot H \cdot \sqrt{K_p}$$

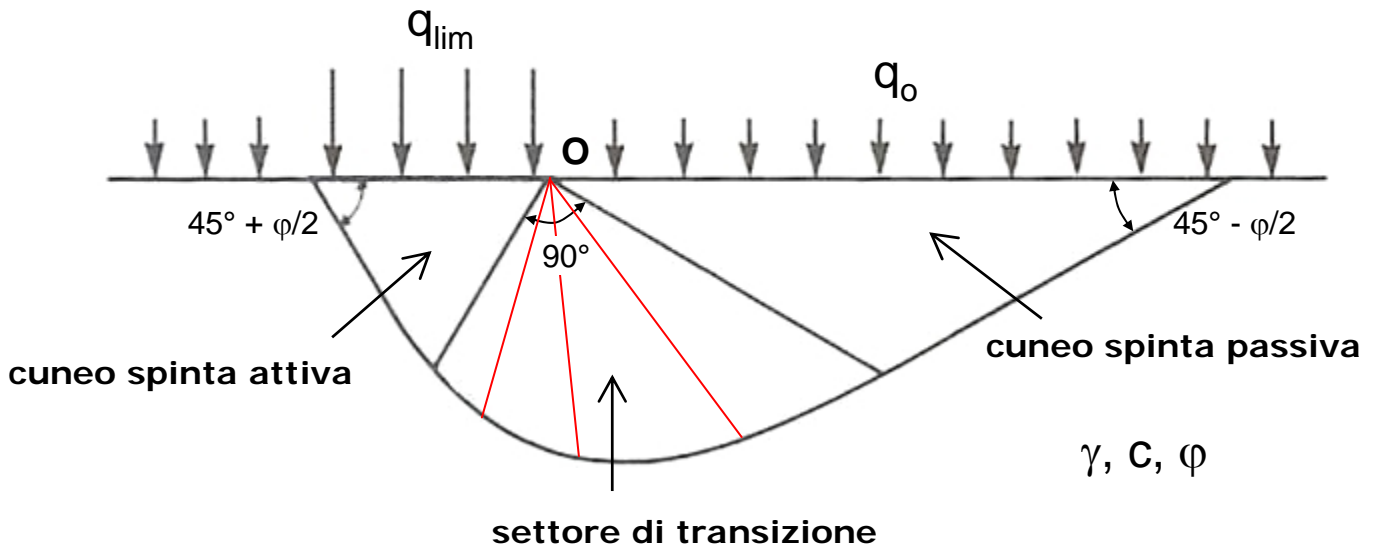
$$S_a = S_p \Rightarrow q_{lim} = N_q \cdot q_o + N_c \cdot c + N_\gamma \cdot \gamma \cdot \frac{B}{2}$$

con (considerato che $K_a = 1/K_p$):

$$N_q = K_p^2; N_c = 2 \frac{\sqrt{K_p} + \sqrt{K_a}}{K_a}; N_\gamma = \frac{1}{2} \cdot \frac{K_p / K_a - 1}{\sqrt{K_a}}$$

Carico limite: la formula trinomia

Teorie di Prandtl/Caquot/Terzaghi (meccanismo di rottura generale)



Il settore di transizione, detto ventaglio di Prandtl, contiene superfici di rottura piane passanti per O con inclinazione sull'orizzontale che varia da $+(45^\circ + \varphi/2)$ a $-(45^\circ - \varphi/2)$.

$$q_{lim} = N_q \cdot q_0 + N_c \cdot c + N_\gamma \cdot \gamma \cdot \frac{B}{2}$$

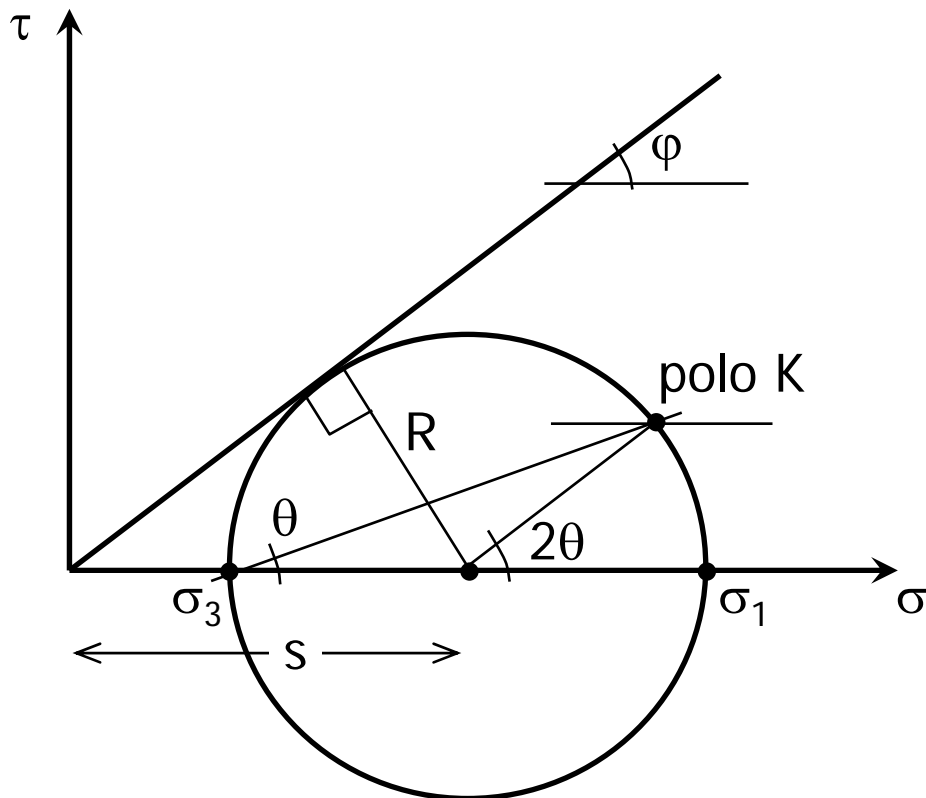
q_0 = sovraccarico dovuto al rinterro

γ = peso dell'unità di volume del terreno di fondazione

B = larghezza della striscia (proporzionale alla massima profondità della superficie di scorrimento rispetto al piano di posa)

N_q, N_c, N_γ = funzioni crescenti dell'angolo di attrito φ

Mezzo dotato di solo attrito ($\varphi \neq 0$; $c=0$)



Sia s l'ascissa del centro del cerchio di Mohr. Si ha:

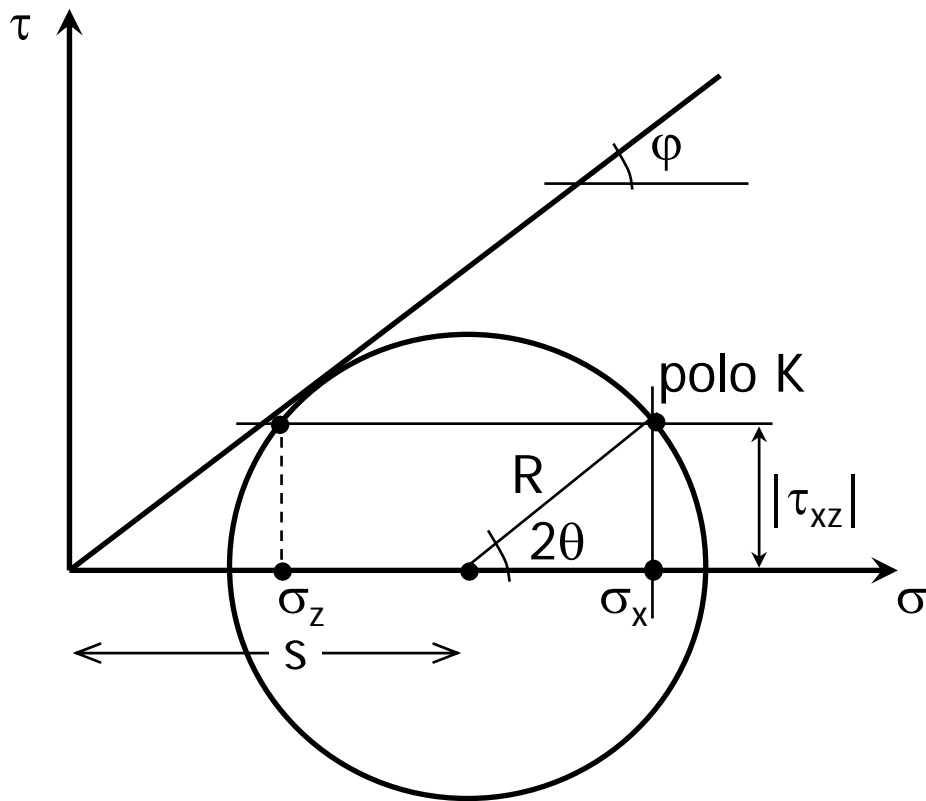
$$s = \frac{\sigma_1 + \sigma_3}{2} = \frac{\sigma_x + \sigma_z}{2}$$

e, per la condizione di tangenza:

$$R = s \cdot \operatorname{sen} \varphi$$

L'angolo tra la direzione della tensione principale massima e l'orizzontale è indicato come θ .

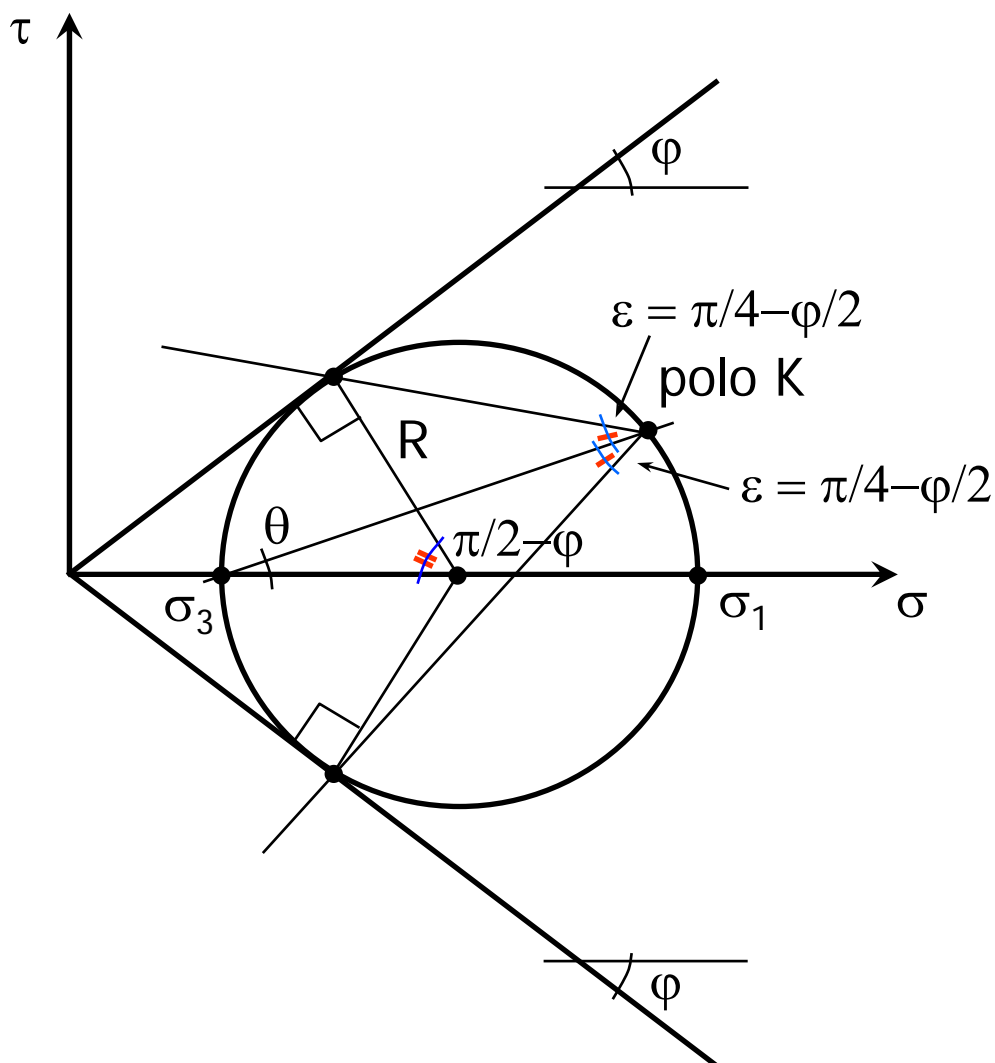
Mezzo dotato di solo attrito ($\varphi \neq 0$; $c=0$)



È quindi possibile esprimere σ_x , σ_z e τ_{xz} in funzione di s , φ , θ :

$$\begin{cases} \sigma_x = s \cdot (1 + \operatorname{sen}\varphi \cdot \cos 2\theta) \\ \sigma_z = s \cdot (1 - \operatorname{sen}\varphi \cdot \cos 2\theta) \\ \tau_{xz} = -s \cdot (\operatorname{sen}\varphi \cdot \operatorname{sen}2\theta) \end{cases}$$

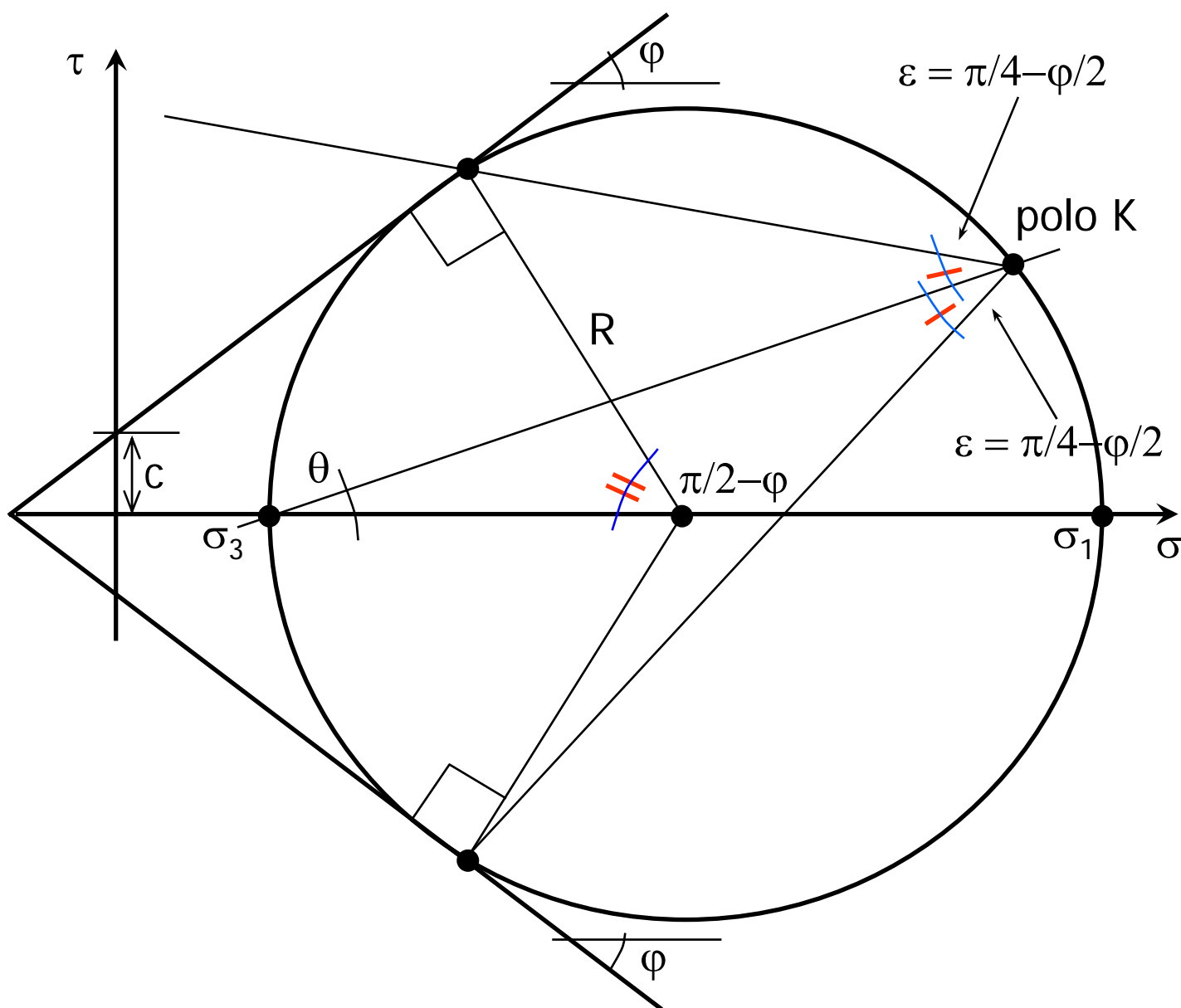
Mezzo dotato di solo attrito ($\varphi \neq 0$; $c=0$)



Inoltre, le tracce delle giaciture di rottura formano con la direzione della tensione principale massima un angolo $\varepsilon = \pi/4 - \varphi/2$.

Pertanto, una giacitura di rottura forma con l'orizzontale un angolo $\theta + \varepsilon$ e l'altra forma un angolo $\theta - \varepsilon$, considerati positivi se antiorari.

Mezzo dotato di attrito e coesione ($\varphi \neq 0$; $c \neq 0$)



Si noti che in ipotesi di coesione diversa da zero non vale la maggior parte delle espressioni precedentemente riportate.

Ad ogni modo, le tracce delle due giaciture di rottura continuano a formare con la direzione della tensione principale massima un angolo $\varepsilon = \pi/4 - \varphi/2$. Di conseguenza, si verifica ancora che una forma con l'orizzontale un angolo $\theta + \varepsilon$ e l'altra un angolo $\theta - \varepsilon$.

Equazioni dell'equilibrio plastico ($\varphi \neq 0$; $c=0$; $\gamma \neq 0$)

Torniamo al caso di mezzo dotato di attrito e privo di coesione.

Sia y la direzione corrispondente alla tensione principale intermedia ($\sigma_y = \sigma_2$) e sia z un asse verticale orientato verso il basso.

In tali condizioni si ha:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = \gamma \\ R = s \cdot \text{sen} \varphi \Rightarrow \sqrt{\left(\frac{\sigma_x - \sigma_z}{2} \right)^2 + \tau_{xz}^2} = \frac{\sigma_x + \sigma_z}{2} \cdot \text{sen} \varphi \end{array} \right.$$

ossia, si ha un sistema di tre equazioni nelle tre incognite $\sigma_x, \sigma_z, \tau_{xz}$.

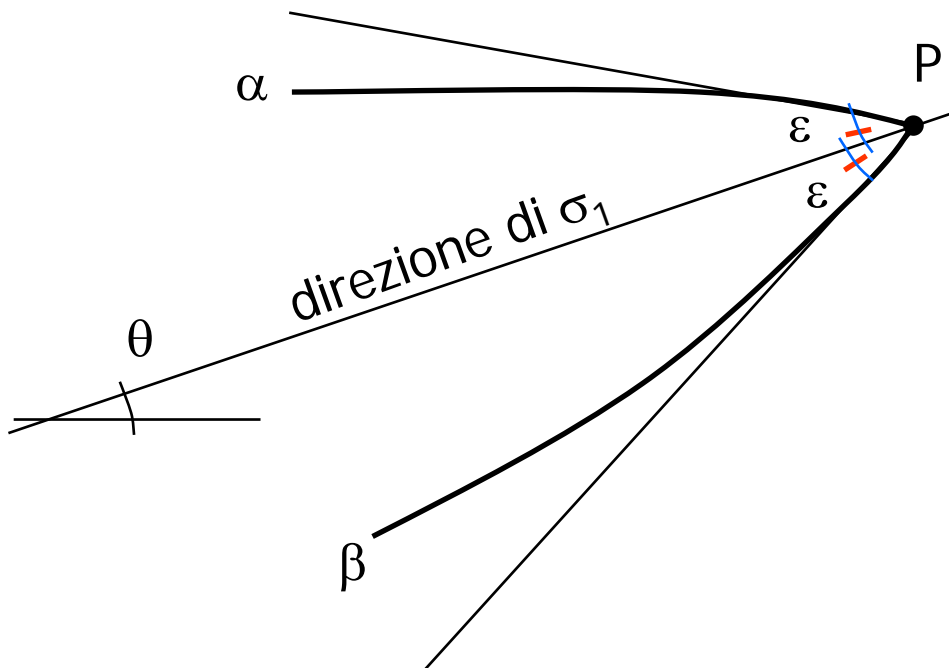
In alternativa, sostituendo a $\sigma_x, \sigma_z, \tau_{xz} = \tau_{zx}$ le loro espressioni in funzione di s, φ, θ , si ottiene dalle prime due equazioni un sistema nelle due incognite s, θ .

Metodo delle curve caratteristiche

Il metodo delle curve caratteristiche si basa sulla ricerca delle linee di scorrimento, ossia di linee tangenti in ogni loro punto alle tracce delle giaciture di rottura. Più precisamente, si cercano due famiglie di curve, che verranno indicate rispettivamente come α e β .

Nel generico punto P del dominio studiato le curve α sono inclinate di $\theta - \varepsilon$ sull'orizzontale e le curve β sono inclinate di $\theta + \varepsilon$ sull'orizzontale (angoli positivi se antiorari).

La direzione principale massima, che come detto è inclinata di θ sull'orizzontale, è la bisettrice dell'angolo formato tra la generica curva α e la generica curva β .



Primo teorema di Henky ($\varphi \neq 0$; $c=0$; $\gamma=0$)

Ipotizzando che il mezzo sia privo di peso proprio ($\gamma=0$) si ottengono notevoli semplificazioni alle equazioni dell'equilibrio plastico, che in vari casi possono essere risolte in forma chiusa.

In particolare, se si introduce il parametro adimensionale:

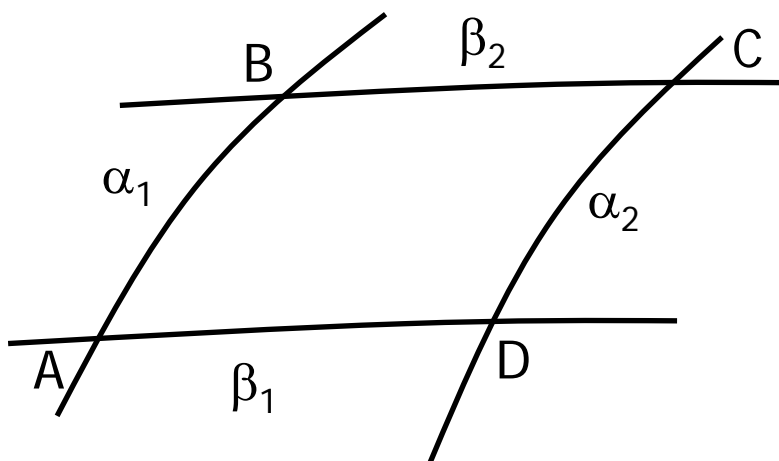
$$\chi = \frac{\cot \varphi}{2} \cdot \ln \frac{s}{s_r}$$

con s_r pressione di riferimento arbitraria, si può dimostrare che:

$$\chi + \theta = \text{costante} \quad (\text{lungo una generica curva } \alpha)$$

$$\chi - \theta = \text{costante} \quad (\text{lungo una generica curva } \beta)$$

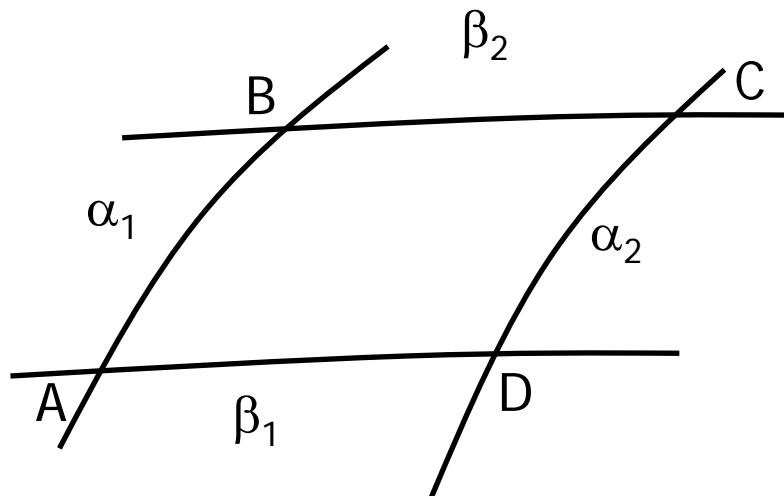
Da ciò si può ricavare che, considerata una generica maglia ABCD del reticolo di caratteristiche:



$$\theta_D - \theta_A = \theta_C - \theta_B;$$

$$\theta_A - \theta_B = \theta_D - \theta_C$$

Corollari al primo teorema di Henky ($\varphi \neq 0; c=0; \gamma=0$)



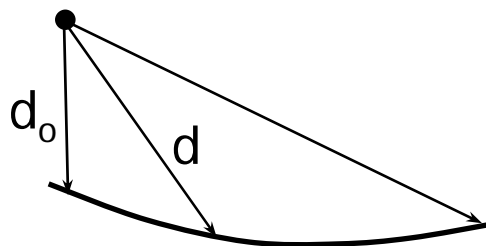
$$\theta_D - \theta_A = \theta_C - \theta_B;$$

$$\theta_A - \theta_B = \theta_D - \theta_C$$

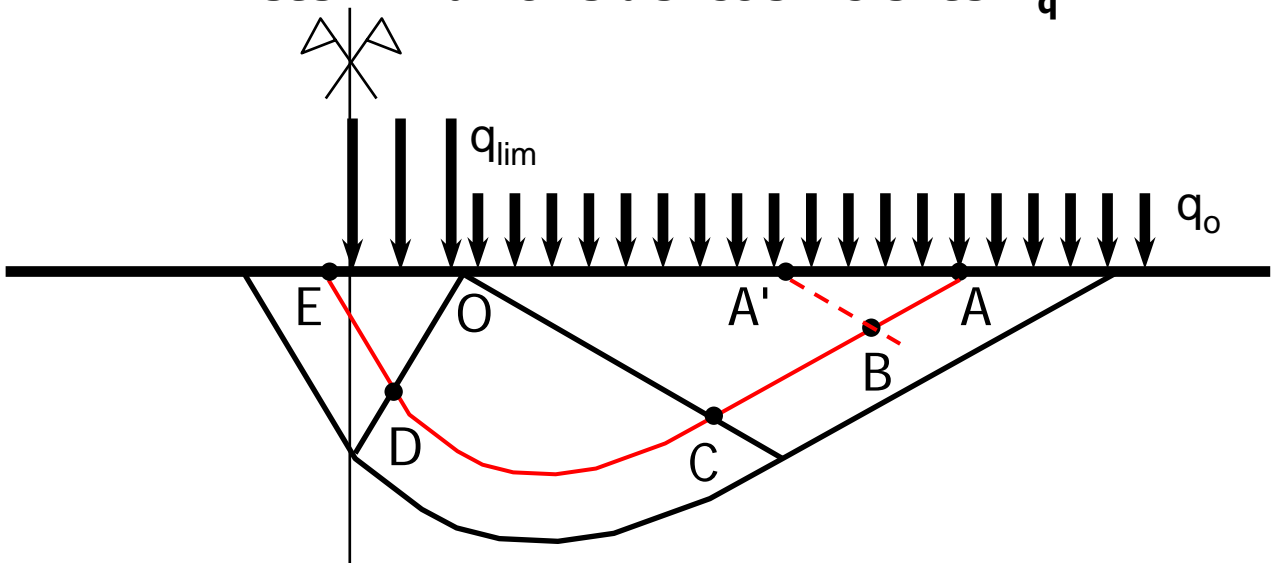
Ne conseguono alcuni utili corollari relativi alle curve caratteristiche:

- 1) se una curva di una famiglia è rettilinea nel tratto compreso tra due curve dell'altra famiglia, allora tutte le curve della prima famiglia sono rettilinee nello stesso tratto (se $\theta_D = \theta_A$, $\theta_C = \theta_B$)
- 2) se una famiglia è costituita da rette parallele, anche l'altra è costituita da rette parallele
- 3) se le curve di una famiglia sono rette convergenti in un punto, le curve dell'altra famiglia sono spirali logaritmiche di argomento φ aventi tale punto come polo, ossia sono curve di equazione

$$\frac{d}{d_0} = \exp(\hat{d} \cdot \tan \varphi)$$



Determinazione del coefficiente N_q

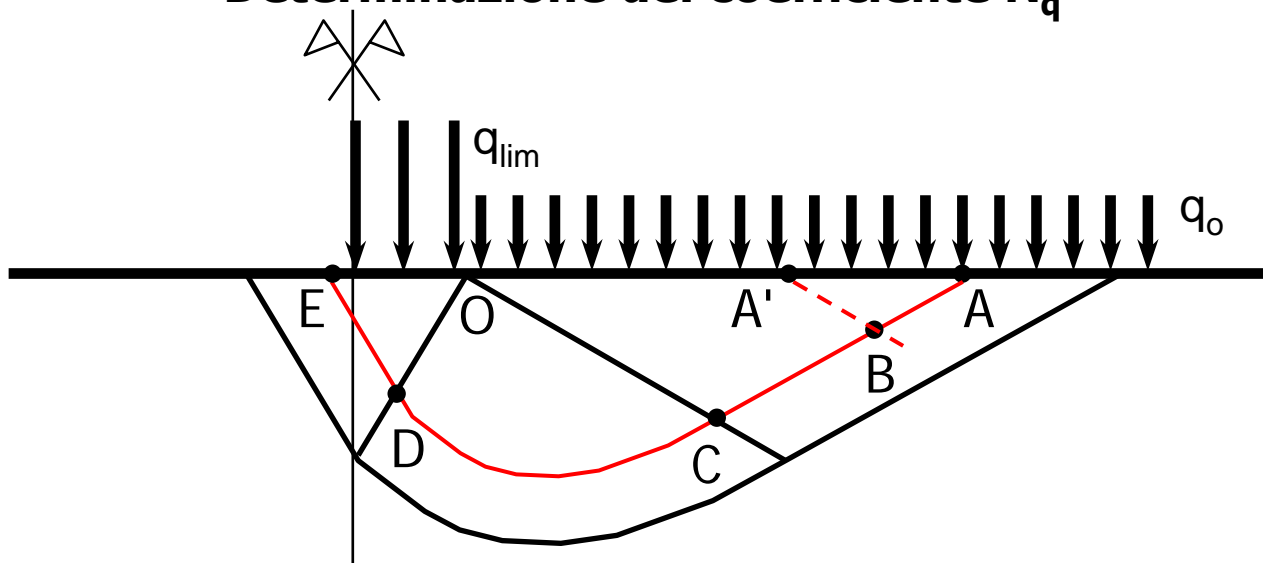


In A e in A' $\theta=0$, dato che la direzione principale massima è l'orizzontale. Se assumiamo il valore di riferimento s_r pari al valore di s in A e in A' – uguale, per effetto della condizione al contorno – si ottiene che anche $\chi=0$. Tale considerazione può essere estesa a qualunque punto del cuneo di spinta passiva: da $(\chi+\theta)_{A'}=(\chi+\theta)_B$ e $(\chi-\theta)_A=(\chi-\theta)_B$ si ricava $\chi=\theta=0$ in B. Quindi nel cuneo lo stato tensionale è costante e le linee di scorrimento sono rettilinee e inclinate di $\pm (\pi/4-\varphi/2)$ sull'orizzontale.

La caratteristica α (OC) che delimita il cuneo di spinta passiva è rettilinea. Per il primo corollario, lo saranno anche tutte le altre caratteristiche α nella zona del ventaglio. Tali rette non possono che passare per il bordo della fondazione per fare in modo che si passi gradualmente da $\theta=0$ (OC) a $\theta=\pi/2$ (OD). Pertanto le caratteristiche β (terzo corollario) saranno dei tratti di spirale logaritmica. Da $(\chi-\theta)_C=(\chi-\theta)_D$ si ricava $\chi=\theta=\pi/2$ all'altra estremità del ventaglio.

Nel cuneo di spinta attiva vale un ragionamento analogo a quello relativo all'altro cuneo. Se c'è una caratteristica α rettilinea (OD), tutte le altre sono rettilinee (primo corollario). La condizione al contorno comporta che esse siano parallele, con $\theta=\pi/2$. Anche le β saranno rette parallele (secondo corollario) e $\chi=\theta=\pi/2$ in tutto il cuneo.

Determinazione del coefficiente N_q



In A, avendo assunto il valore di riferimento s_r pari al valore di s , si ha:

$$\sigma_z = s \cdot (1 - \operatorname{sen}\varphi \cdot \cos 2\theta) = s \cdot (1 - \operatorname{sen}\varphi \cdot \cos 0) = s \cdot (1 - \operatorname{sen}\varphi)$$

$$\sigma_z = q_0$$

$$\Rightarrow s_r = s = q_0 / (1 - \operatorname{sen}\varphi)$$

In E, essendo $\chi = \theta = \pi/2$, risulta:

$$\chi = \frac{\cot \varphi}{2} \cdot \ln \frac{s}{s_r} = \frac{\pi}{2}$$

$$\Rightarrow \ln \frac{s}{s_r} = \pi \cdot \tan \varphi \Rightarrow s = s_r \cdot \exp(\pi \cdot \tan \varphi)$$

Inoltre, in E:

$$\sigma_z = s \cdot (1 - \operatorname{sen}\varphi \cdot \cos 2\theta) = s \cdot (1 - \operatorname{sen}\varphi \cdot \cos \pi) = s \cdot (1 + \operatorname{sen}\varphi)$$

Dato che σ_z in E coincide con il carico limite, e tenendo conto dell'espressione di s_r , si ricava:

$$q_{lim} = s \cdot (1 + \operatorname{sen}\varphi) = s_r \cdot \exp(\pi \cdot \tan \varphi) \cdot (1 + \operatorname{sen}\varphi) =$$

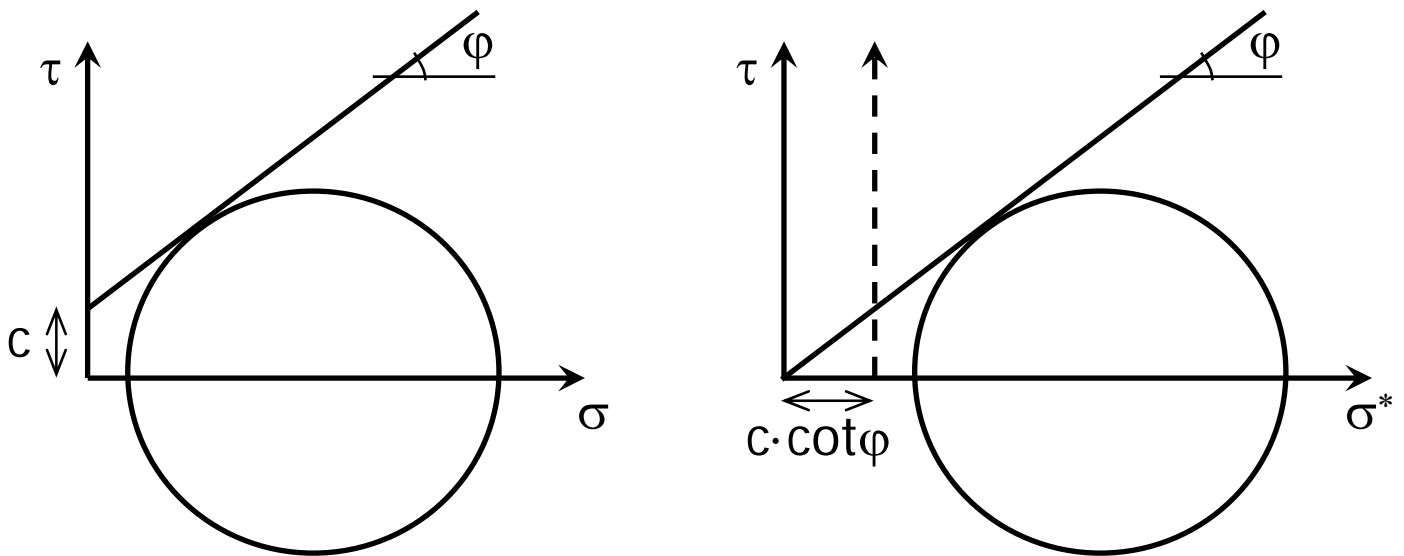
$$= \frac{q_0}{(1 - \operatorname{sen}\varphi)} \cdot \exp(\pi \cdot \tan \varphi) \cdot (1 + \operatorname{sen}\varphi) = N_q \cdot q_0$$

$$\text{con } N_q = \frac{(1 + \operatorname{sen}\varphi)}{(1 - \operatorname{sen}\varphi)} \cdot \exp(\pi \cdot \tan \varphi)$$

Determinazione del coefficiente N_c

Ipotizzando che il mezzo sia ancora privo di peso proprio ($\gamma=0$) ma che sia dotato di attrito e di coesione è possibile riportarsi al caso precedente (coesione nulla) applicando il teorema degli stati corrispondenti (o di Caquot):

un mezzo dotato di attrito e coesione equivale ad un mezzo di pari attrito ma privo di coesione, nel quale però tutte le componenti normali di tensione siano incrementate della quantità $c \cdot \cot \varphi$



$$q_{lim}^* = N_q \cdot q_o^*$$

$$q_{lim}^* = q_{lim} + c \cdot \cot \varphi$$

$$q_o^* = q_o + c \cdot \cot \varphi$$

Visto che in questo caso si stanno analizzando i soli effetti dell'introduzione del termine coesivo, $q_o=0$. Pertanto si ottiene:

$$q_{lim} = N_c \cdot c$$

con :

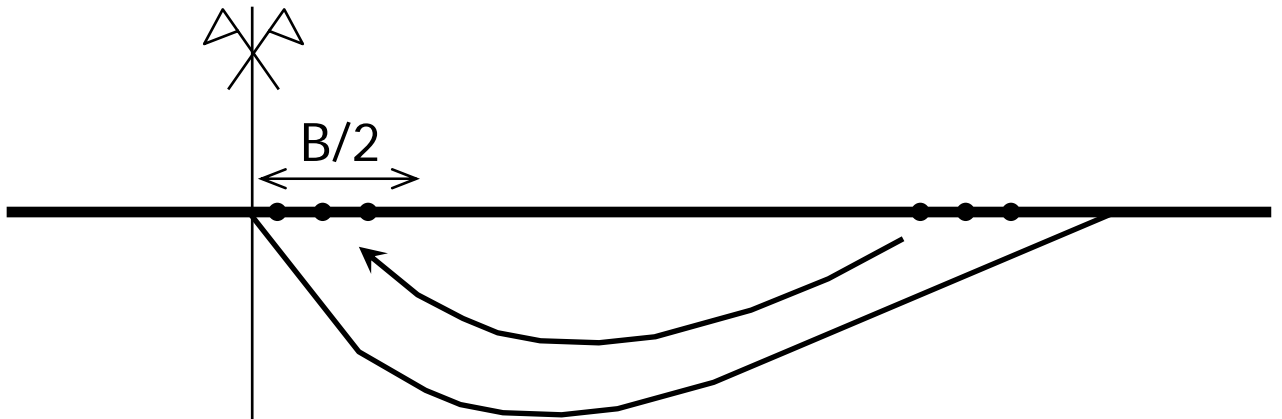
$$N_c = (N_q - 1) \cdot \cot \varphi$$

Determinazione del coefficiente N_γ

L'introduzione del peso proprio, nel caso di un mezzo dotato di attrito, rende impossibile la soluzione del problema per via analitica, anche nel caso particolare di sovraccarico q_0 nullo. È necessario invece procedere per via numerica, integrando le equazioni dell'equilibrio plastico con tecniche come le differenze finite. L'integrazione segue il percorso già mostrato, ossia parte dalla zona passiva e giunge fino alla zona sottostante i punti soggetti al carico limite q_{lim} . Si può dimostrare che vale la relazione:

$$q_{lim} = N_\gamma \cdot \gamma \cdot \frac{B}{2}$$

con N_γ funzione del solo angolo d'attrito φ .

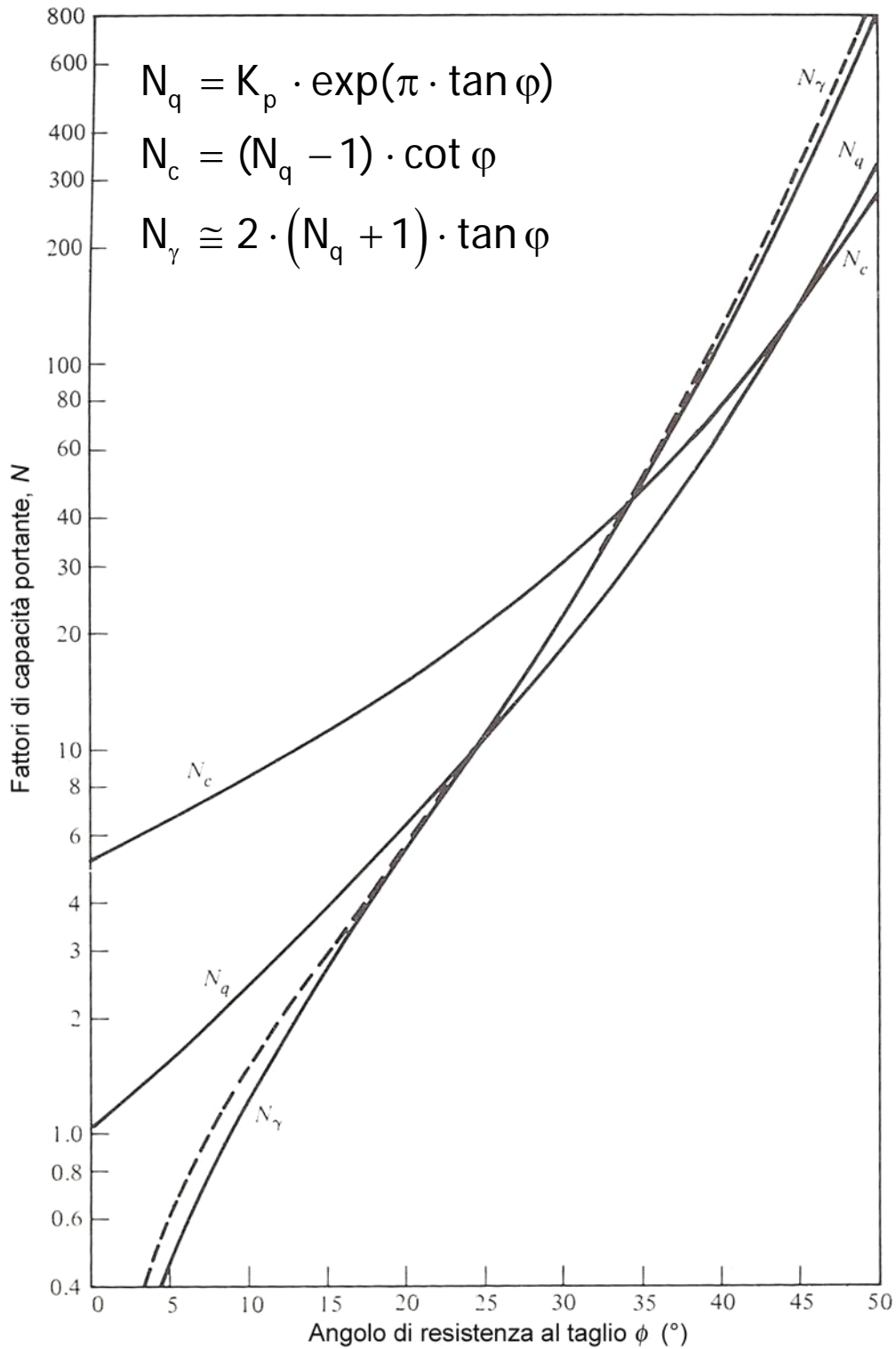


Per un mezzo dotato di attrito, coesione e peso proprio i tre termini precedentemente illustrati vengono semplicemente sommati tra loro. Pertanto:

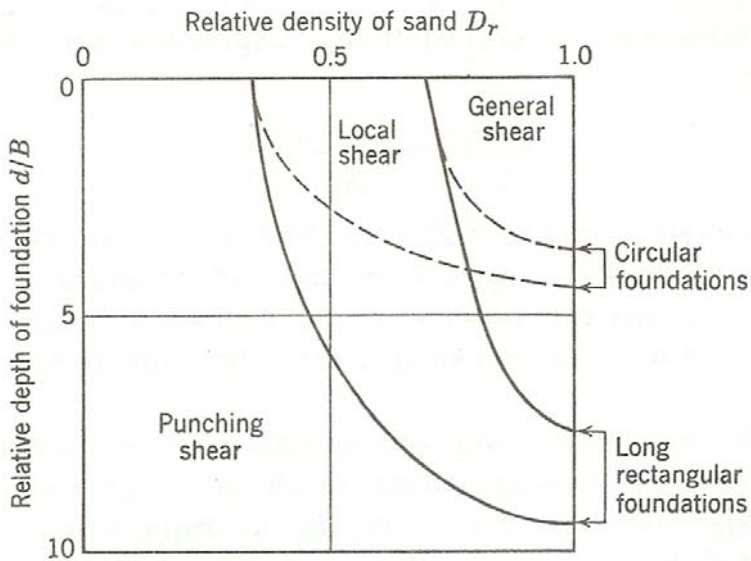
$$q_{lim} = N_q \cdot q_0 + N_c \cdot c + N_\gamma \cdot \gamma \cdot \frac{B}{2}$$

che è la formula trinomia già anticipata.

Coefficienti di carico limite



Punzonamento



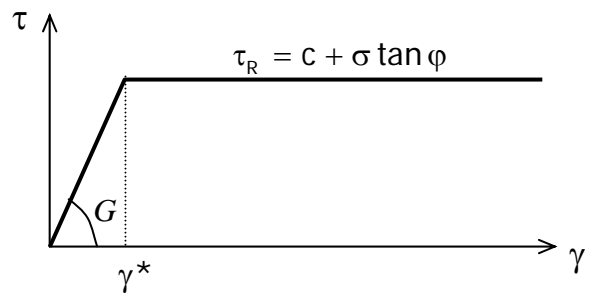
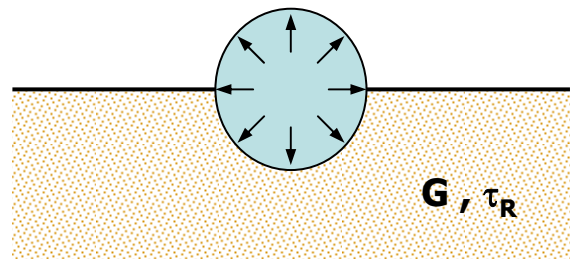
Si verifica:

per terreni poco addensati e/o per fondazioni profonde (D/B elevato)

Non può verificarsi:

in condizioni non drenate per terreni a grana fine. Dato che il volume non può variare, è infatti possibile solo la rottura generale.

Vesic (1975) ha studiato il fenomeno in via approssimata assimilando il terreno a un mezzo elasto-plastico e la rottura per carico limite all'espansione di una cavità cilindrica



Si verifica punzonamento se:

indice di rigidezza

$$I_r = \frac{G}{c + \sigma \tan \phi} = \frac{G}{\tau_R} = \frac{1}{\gamma^*} < I_{r,crit}$$

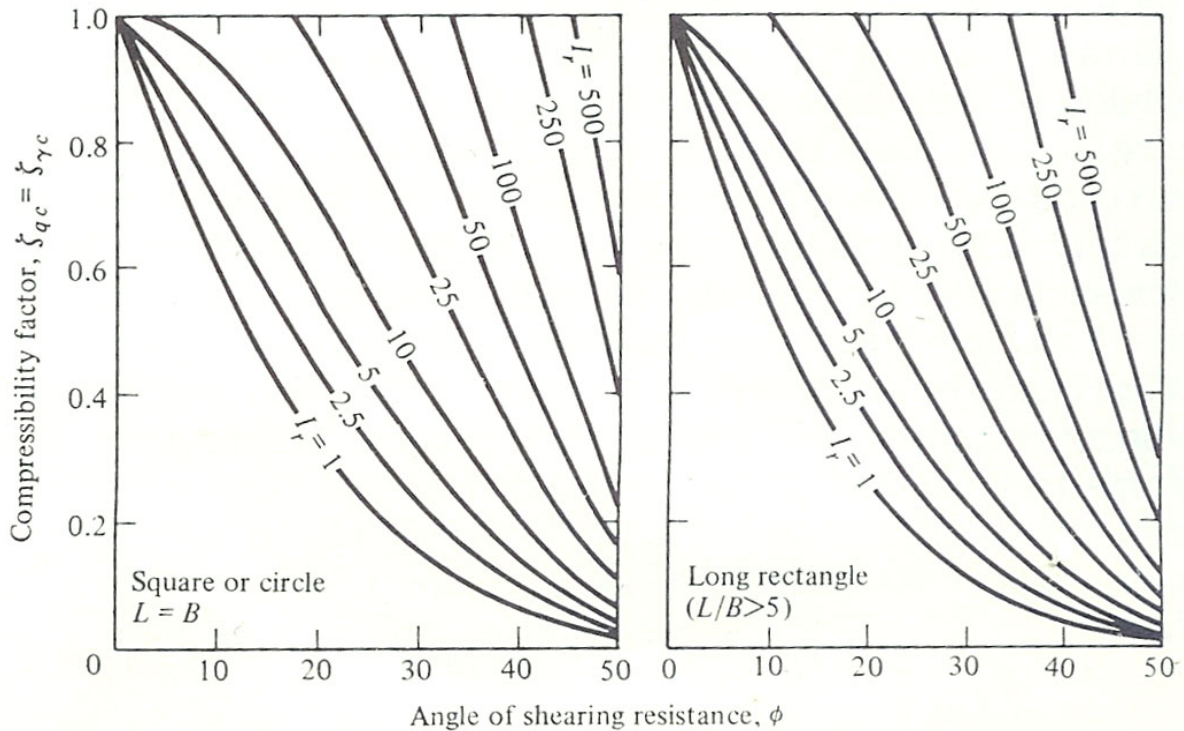
$$\text{dove: } I_{r,crit} = \frac{1}{2} \exp \left[\left(3.3 - 0.45 \frac{B}{L} \right) \cot \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi'}{2} \right) \right]$$

σ è una tensione normale media che si assume in genere pari alla tensione efficace litostatica a profondità $D+B/2$

Punzonamento

Se $I_r < I_{r,crit}$ si adottano i coefficienti riduttivi $\Psi_q, \Psi_c, \Psi_\gamma$

$$q_{lim} = \Psi_q N_q \cdot q_o + \Psi_c N_c \cdot c + \Psi_\gamma N_\gamma \cdot \gamma \cdot \frac{B}{2}$$



	Terreno dotato di attrito e coesione ($c \neq 0, \varphi \neq 0$)	Terreno puramente coesivo ($c \neq 0, \varphi = 0$)
Ψ_q	$\exp \left[\left(0.6 \frac{B}{L} - 4.4 \right) \tan \varphi + \frac{3.07 \text{sen} \varphi \log(2I_r)}{1 + \text{sen} \varphi} \right]$	1
Ψ_c	$\Psi_q - \frac{1 - \Psi_q}{N_q \tan \varphi}$	$0.32 + 0.12 \frac{B}{L} + 0.6 \log I_r$
Ψ_γ	Ψ_q	1

Effetto della forma della fondazione

Se la fondazione non è nastriforme, il problema diventa tridimensionale.

Si introducono i coefficienti correttivi di forma:

$$\zeta_q (>1), \zeta_c (>1), \zeta_\gamma (<1)$$

Tali coefficienti sono stati ottenuti:

- per fondazione circolare tramite metodo delle curve caratteristiche
- per fondazione rettangolare con soluzioni approssimate o tramite prove su modello in scala

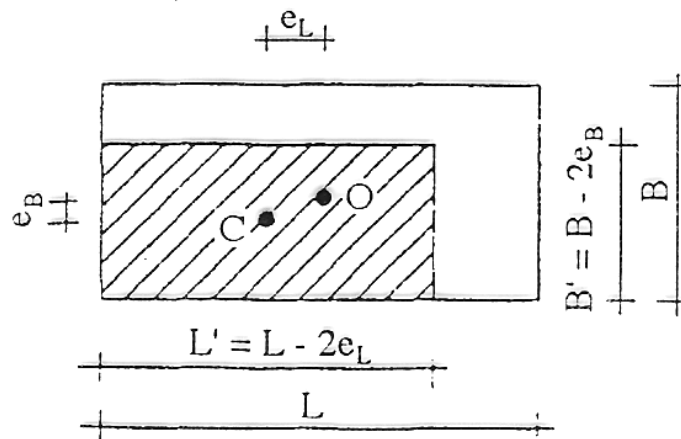
$$q_{lim} = \zeta_q N_q \cdot q_o + \zeta_c N_c \cdot c + \zeta_\gamma N_\gamma \cdot \gamma \cdot \frac{B}{2}$$

Forma della fondazione	ζ_q	ζ_c	ζ_γ
Rettangolo di lati B ed L (B < L)	$1 + \frac{B}{L} \tan \varphi$	$1 + \frac{B}{L} \frac{N_q}{N_c}$	$1 - 0.4 \frac{B}{L}$
Quadrato, cerchio (B = L)	$1 + \tan \varphi$	$1 + \frac{N_q}{N_c}$	0.60

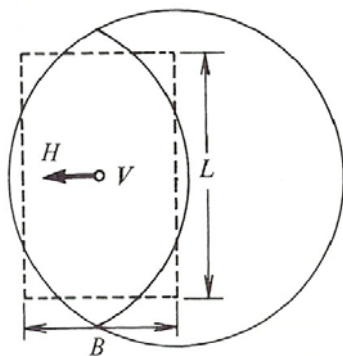
Effetto dell'eccentricità del carico

Si assume un'area di impronta ("fondazione equivalente") con dimensioni opportunamente ridotte, al fine di centrare il carico

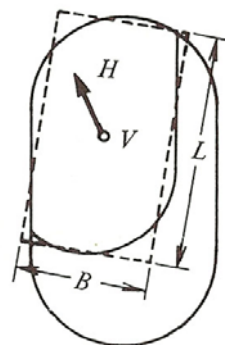
Fondazione rettangolare equivalente



Fondazione circolare

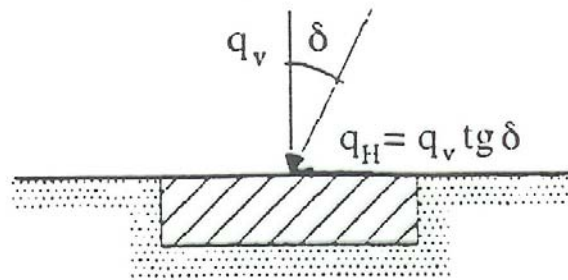


Fondazione mistilinea



Effetto dell'inclinazione del carico

Si introducono coefficienti correttivi, ottenuti con il metodo delle curve caratteristiche.



$$q_{v,lim} = \xi_q N_q \cdot q_o + \xi_c N_c \cdot c + \xi_\gamma N_\gamma \cdot \gamma \cdot \frac{B}{2}$$

Tipo di terreno	ξ_q	ξ_c	ξ_γ
Incoerente	$(1 - \tan \delta)^m$	-	$(1 - \tan \delta)^{m+1}$
Coesivo	1	$1 - \frac{m \cdot q_H}{c \cdot N_c}$	-
Dotato di attrito e coesione	$\left(1 - \frac{q_H}{q_v + c \cdot \cot \varphi}\right)^m$	$\xi_q - \frac{1 - \xi_q}{N_c \cdot \tan \varphi}$	$\left(1 - \frac{q_H}{q_v + c \cdot \cot \varphi}\right)^{m+1}$

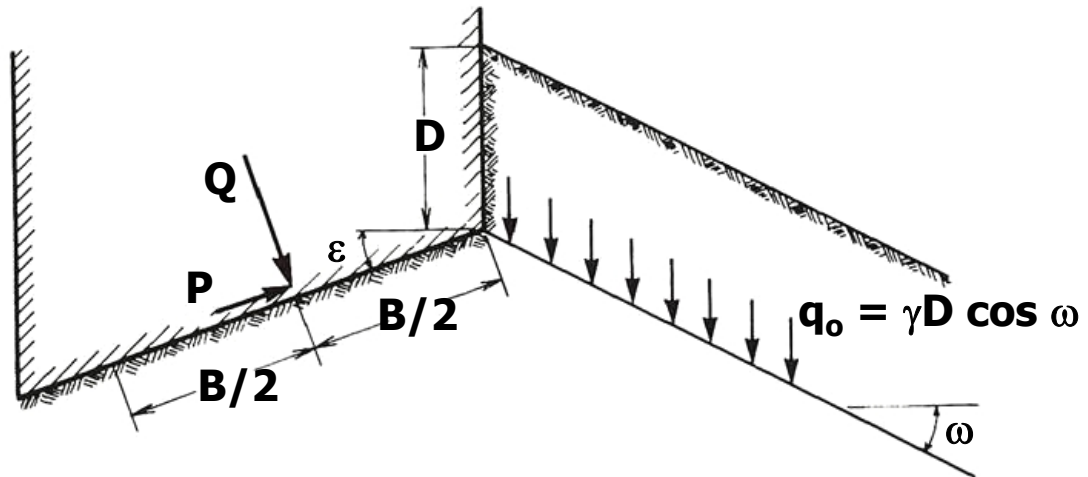
Se q_H è parallela a B: $m = m_B = \frac{2 + B/L}{1 + B/L}$

Se q_H è parallela a L: $m = m_L = \frac{2 + L/B}{1 + L/B}$

Se q_H forma con L un angolo θ : $m = m_L \cos^2 \theta + m_B \sin^2 \theta$

Effetto dell'inclinazione dei piani di posa e di campagna

Si introducono coefficienti correttivi, ottenuti con il metodo delle curve caratteristiche.



Inclinazione del piano di posa ε
($< \pi/4$)

⇒ coefficienti riduttivi $\alpha_q, \alpha_c, \alpha_\gamma$
per calcolare la componente normale al piano di posa

$$\alpha_q = (1 - \varepsilon \cdot \tan \varphi)^2$$

$$\alpha_c = \alpha_q - \frac{1 - \alpha_q}{N_c \cdot \tan \varphi}$$

$$\alpha_\gamma = \alpha_q$$

Inclinazione del piano campagna ω
($< \pi/4$ e $< \varphi$)

⇒ coefficienti riduttivi $\beta_q, \beta_c, \beta_\gamma$

$$\beta_q = (1 - \tan \omega)^2 \cdot \cos \omega$$

$$\beta_c = \beta_q - \frac{1 - \beta_q}{N_c \cdot \tan \varphi}$$

$$\beta_\gamma = (1 - \tan \omega)^2 = \frac{\beta_q}{\cos \omega}$$

Nel caso più generale ci saranno simultaneamente tutte le differenze finora elencate rispetto al caso della striscia di carico.

Si assume che i coefficienti correttivi già mostrati siano sovrapponibili tramite moltiplicazione, ossia:

$$q_{lim} = \alpha_q \beta_q \xi_q \zeta_q \psi_q \cdot N_q \cdot q_0 + \alpha_c \beta_c \xi_c \zeta_c \psi_c \cdot N_c \cdot c + \alpha_\gamma \beta_\gamma \xi_\gamma \zeta_\gamma \psi_\gamma \cdot N_\gamma \cdot \gamma \frac{B}{2}$$

da valutare sull'area della fondazione equivalente (ossia su un'area eventualmente ridotta per portare in conto l'effetto dell'eccentricità).

Effetto delle pressioni interstiziali

La formula trinomia di base del carico limite:

$$q_{lim} = N_q \cdot q_o + N_c \cdot c + N_\gamma \cdot \gamma \cdot \frac{B}{2}$$

è stata ricavata per un generico mezzo monofase, dotato di attrito, coesione e peso proprio:

peso dell'u.d.v. γ

coesione c

angolo d'attrito φ

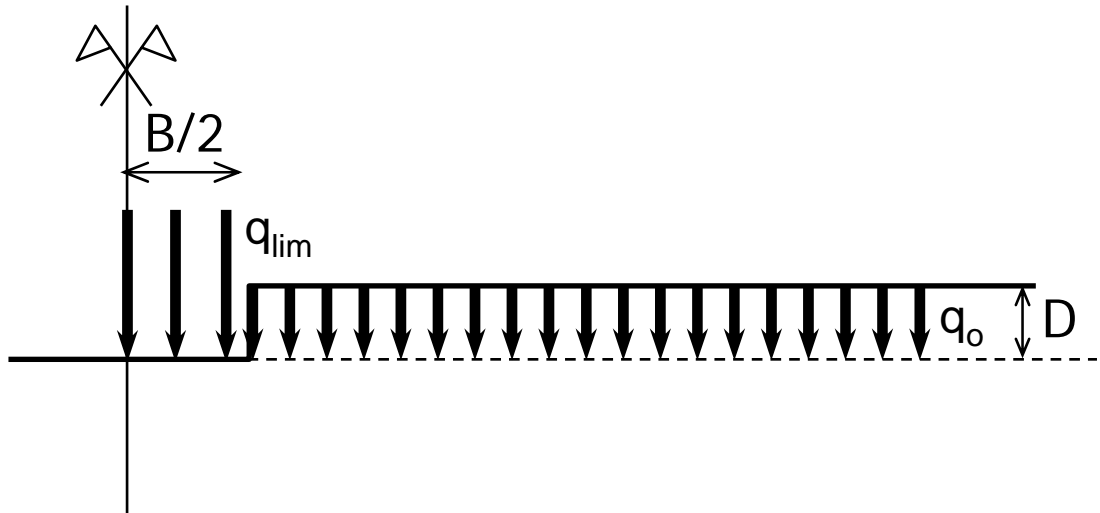
e sollecitato da tensioni σ , senza far distinzione tra tensioni totali e tensioni efficaci. Il principio di Terzaghi suggerirebbe di riferirsi sempre alle tensioni efficaci, dirette responsabili del comportamento dei terreni.

Tuttavia, quando si è in condizioni non drenate (terreni a grana fine saturi, $t=0$) ciò comporterebbe una valutazione – non semplice – delle Δu . Pertanto, in tal caso tipicamente si preferisce fare riferimento alle tensioni totali ed al mezzo monofase equivalente.

Per un terreno al di sotto della superficie freatica (ammettendo che prima dell'applicazione del carico vi fossero condizioni idrostatiche) si possono seguire le indicazioni in tabella:

terreno	condizioni drenaggio	tensioni	peso dell'u.d.v.	coesione	angolo d'attrito
a grana grossa	libero ($t > 0$)	efficaci	γ'	$c' = 0$	φ'
a grana fine	impedito ($t = 0$)	totali	γ_{sat}	c_u	$\varphi_u = 0$
a grana fine	libero ($t = \infty$)	efficaci	γ'	c'	φ'

Analisi in termini di tensioni totali



Terreno a grana fine saturo, condizioni non drenate ($t=0$)

$$q_{lim} = N_q \cdot q_o + N_c \cdot c + N_\gamma \cdot \gamma \cdot \frac{B}{2}$$

diventa:

$$q_{lim} = 1 \cdot \sigma_v(z = D) + (2 + \pi) \cdot c_u$$

dato che:

$$\varphi = \varphi_u = 0 \quad \Rightarrow \quad N_q = 1, \quad N_c = 2 + \pi, \quad N_\gamma = 0$$

Analisi in termini di tensioni efficaci

Approccio valido per:

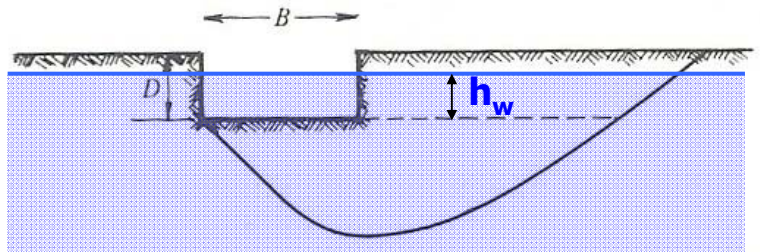
- terreni a grana grossa, costantemente in condizioni drenate
- terreni a grana fine saturi, a lungo termine ($t=\infty$)

N_q , N_c , N_γ andranno valutati in funzione di ϕ' . Inoltre:

1) Superficie freatica al di sopra del piano di posa

$$q_{lim} = N_q \cdot \sigma'_v(z = D) + N_c \cdot c' + N_\gamma \cdot \gamma' \cdot \frac{B}{2} + \gamma_w \cdot h_w$$

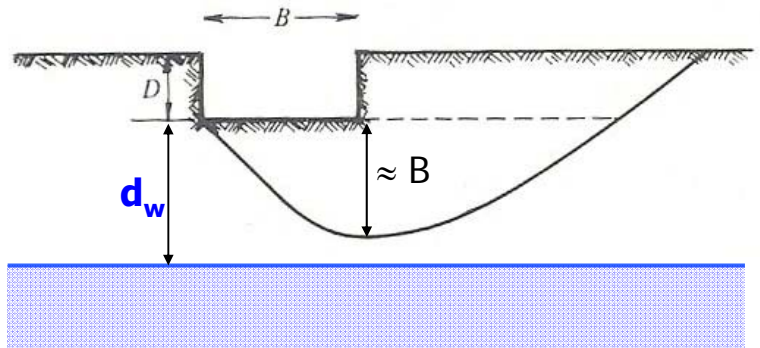
(bisogna considerare anche l'effetto della sottospinta)



2) Superficie freatica a elevata profondità: $d_w > B$ (effetto trascurabile)

$$q_{lim} = N_q \cdot \sigma'_v(z = D) + N_c \cdot c' + N_\gamma \cdot \gamma \cdot \frac{B}{2}$$

(tensioni totali \equiv tensioni efficaci)



3) Superficie freatica a profondità $d_w < B$ (effetto non più trascurabile)

$$q_{lim} = N_q \cdot \sigma'_v(z = D) + N_c \cdot c' + N_\gamma \cdot \bar{\gamma} \cdot \frac{B}{2}$$

$$\bar{\gamma} = \frac{\gamma d_w + \gamma'(B - d_w)}{B}$$

valore mediato tra γ e γ'
tra le profondità $z=D$ e $z=D+B$

