Consideriamo la forma esponenziale della serie di Fourier:

$$f(t) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} C_p e^{ip\omega_0 t} \qquad \omega_0 = \frac{2\pi}{T}$$

$$C_p = \frac{1}{T}\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) e^{-ip\omega_0 t} dt \qquad p = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$$

Ponendo: $p\omega_0 = \omega_p \qquad (p+1)\omega_0 - p\omega_0 = \omega_0 = 2\pi/T = \Delta\omega_p$

$$f(t) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \frac{1}{T}\left(TC_p\right) e^{i\omega_p t} = \frac{1}{2\pi}\sum_{p=-\infty}^{\infty}\left(TC_p\right) e^{i\omega_p t}\Delta\omega_p$$

$$TC_p = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) e^{-i\omega_p t} dt$$

Se il periodo cresce indefinitamente, $T \to \infty$, la variabile discreta ω_p diventa una variabile continua ω, e al limite la sommatoria diventa un integrale; si ottiene:

$$f(t) = \lim_{\substack{T\to\infty \\ \Delta\omega_p \to 0}} \frac{1}{2\pi}\sum_{p=-\infty}^{\infty}\left(TC_p\right) e^{i\omega_p t}\Delta\omega_p = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{i\omega t} d\omega \qquad (1.41)$$

$$F(\omega) = \lim_{\substack{T\to\infty \\ \Delta\omega_p \to 0}} \left(TC_p\right) = \lim_{\substack{T\to\infty \\ \Delta\omega_p \to 0}} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) e^{-i\omega_p t} dt = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \qquad (1.42)$$

L'equazione (1.41) mostra che ogni funzione arbitraria $f(t)$ può essere descritta da un integrale che rappresenta i contributi delle componenti armoniche, aventi uno spettro di frequenze continuo da $-\infty$ a $+\infty$. La quantità $F(\omega)d\omega$ può essere interpretata come il contributo alla funzione $f(t)$ delle armoniche con frequenze nell'intervallo fra ω e $\omega + d\omega$.

La (1.41) è la rappresentazione tramite l'integrale di Fourier di una funzione arbitraria $f(t)$; contiene le informazioni sulla composizione in frequenza della $f(t)$.

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \qquad (1.43)$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{i\omega t} d\omega \qquad (1.44)$$

La coppia di trasformate (1.43) e (1.44) sono chiamate rispettivamente trasformata di Fourier della $f(t)$ mentre la $f(t)$ è la trasformata inversa di Fourier della $F(\omega)$.

La rappresentazione della $f(t)$ tramite un integrale è possibile fintanto che l'integrale esiste. I casi in cui tale integrale non esiste possono essere trattati con la trasformata di Laplace che è un caso particolare della trasformata di Fourier.

La risposta di un sistema alla *f(t)* può essere scritta anche questa come coppia di trasformate di Fourier:

$$X(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-i\omega t} dt \tag{1.45}$$

$$x(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} X(\omega) e^{i\omega t} d\omega \tag{1.46}$$

dove la trasformata di Fourier della risposta è:

$$X(\omega) = H(\omega) F(\omega) \tag{1.47}$$

in analogia al caso della *f(t)* periodica (1.40).

Per ottenere la risposta del sistema occorre valutare l'integrale definito dalla (1.46), operazione alquanto delicata. In effetti ciò rende il metodo della trasformata di Fourier meno conveniente dell'uso dell'integrale di Duhamel (v. in seguito). Comunque, le trasformate di Fourier sono di grande utilità quando interessa la composizione in frequenza piuttosto che l'andamento nel tempo della risposta. Ciò è particolarmente utile quando l'eccitazione è casuale o sconosciuta.

TRASFORMATA DISCRETA DI FOURIER

La forma discreta è quella di maggior interesse nella pratica perché ne permette l'uso in applicazioni numeriche.

Quando la funzione *F(t)* è nota solo in un numero finito di punti, corrispondenti ad N intervalli di tempo uguali, gli integrali sono sostituiti da $\sum$.

T = periodo della funzione o intervallo in cui è nota la funzione

$\Delta t = \dfrac{T}{N}$ intervallo di campionamento

$t_j = j\Delta t \qquad j = 0,1,...,(N-1)$ tempi di campionamento

$$c_n = \frac{1}{N}\sum_{j=0}^{N-1} F(t_j) e^{-2\pi i (nj/N)} \qquad n = 0,1,\dots,(N-1)$$

$$F(t_j) = \sum_{n=0}^{N-1} c_n e^{2\pi i (nj/N)} \qquad j = 0,1,\dots,(N-1)$$

1.7. RISPOSTA ALL'ECCITAZIONE NON PERIODICA NEL DOMINIO DEL TEMPO

CARICO IMPULSIVO

Un carico impulsivo è un carico che viene applicato per un breve periodo di tempo.

Si definisce impulso del carico la quantità:

$$\int_{t_1}^{t_2} F(t)dt \tag{1.48}$$

Fig. 1.18

TEOREMA DELL'IMPULSO

L'applicazione di un carico impulsivo non produce una significativa variazione di spostamento della massa durante il tempo di applicazione del carico, essendo quest'ultimo molto breve; produce invece una variazione di velocità, che può essere valutata con la legge di Newton:

$$F(t) = m\ddot{x} = m\frac{d\dot{x}}{dt}$$

$$\int_{t_1}^{t_2} F(t)dt = \int_{t_1}^{t_2} m\frac{d\dot{x}}{dt}dt = m\int_{t_1}^{t_2} d\dot{x} = m[\dot{x}]_{t_1}^{t_2} = m\dot{x}_2 - m\dot{x}_1 \qquad (1.49)$$

Quindi l’impulso è uguale alla variazione della quantità di moto.

Se la massa, prima dell’applicazione della forza, si trovava nelle condizioni iniziali di spostamento e velocità nulle, la sua velocità immediatamente dopo l’applicazione del carico sarà:

$$\dot{x}_2 = \frac{1}{m}\int_{t_1}^{t_2} F(t)dt \qquad (1.50)$$

L'interpretazione fisica è che la forza impulsiva produce un istantaneo cambio di velocità, talché si può ritenere che una forza impulsiva applicata al tempo t=0 sia l'equivalente di una velocità iniziale

$$\dot{x}_0 = \frac{\int F(t)dt}{m} \qquad (1.51)$$

Questo è, nella pratica, il modo per impartire una velocità iniziale ai sistemi dotati di inerzia: si applica un urto al sistema, cioè un carico di una certa intensità applicato per un tempo molto breve.

RISPOSTA AL CARICO IMPULSIVO

La risposta di un oscillatore semplice ad un carico impulsivo può quindi essere valutata come la vibrazione libera associata alle condizioni iniziali:

$$x_0 = 0 \qquad \dot{x}_0 = \frac{\int F(t)dt}{m}$$

Utilizzando la (1.9’), con:

$$C = \sqrt{x_0^2 + \frac{(\dot{x}_0 + x_0\xi\omega)^2}{\omega_D^2}} = \frac{\dot{x}_0}{\omega_D} \qquad \alpha = arc\tan\frac{\dot{x}_0 + x_0\xi\omega}{\omega_D x_0} = \frac{\pi}{2}$$

si ottiene:

$$x(t) = \frac{\dot{x}_0}{\omega_D}e^{-\xi\omega t}\,\mathrm{sen}\,\omega_D t = \frac{\int F(t)dt}{m\omega_D}e^{-\xi\omega t}\,\mathrm{sen}\,\omega_D t \qquad (1.52)$$

RISPOSTA AD UN CARICO GENERICO

Un carico generico può essere considerato come una successione di impulsi di durata molto breve.

Fig. 1.19

Consideriamo di questi impulsi quello che si genera al tempo τ di durata $d\tau$; l'effetto di questo impulso infinitesimo al tempo t (successivo a τ) si ottiene dalla risposta al carico impulsivo:

$$dx = \frac{F(\tau)d\tau}{m\omega_D} e^{-\xi\omega(t-\tau)} \operatorname{sen} \omega_D (t-\tau) \qquad (1.53)$$

Questa è la porzione infinitesima di risposta che proviene dall'impulso infinitesimo applicato al tempo τ. La risposta totale prodotta dalla completa storia di carico si può ottenere sovrapponendo gli effetti dei singoli impulsi infinitesimi che si susseguono fra il tempo 0 ed il tempo t:

$$x(t) = \int_0^t \frac{F(\tau)}{m\omega_D} e^{-\xi\omega(t-\tau)} \operatorname{sen} \omega_D (t-\tau) d\tau$$

$$x(t) = \frac{1}{m\omega_D} \int_0^t F(\tau) e^{-\xi\omega(t-\tau)} \operatorname{sen} \omega_D (t-\tau) d\tau \qquad (1.54)$$

Questa relazione è nota come **INTEGRALE DI DUHAMEL** e rappresenta la risposta di un sistema SDOF smorzato ad una generica storia di carico $F(t)$; poiché la derivazione è basata sul principio di sovrapposizione degli effetti, essa è valida solo per sistemi lineari.

L'equazione (1.54) non considera l'effetto delle condizioni iniziali che deve eventualmente essere sommato.

1.8. RISPOSTA AL MOTO DEL SUOLO: ANALISI SISMICA

1.8.1 ANALISI TIME-HISTORY

Sistema smorzato sottoposto ad un arbitrario movimento del suolo: l'equazione del moto è:

$$m(\ddot{x}+\ddot{x}_G)+c\dot{x}+kx=0 \qquad\qquad m\ddot{x}+c\dot{x}+kx=-m\ddot{x}_G$$

Si può porre: $F(t)=-m\ddot{x}_G$

e assumere $F(t)$ come somma di una serie di carichi impulsivi.

Sostituendo nella (1.54):

$$x(t)=\frac{1}{\omega_D}\int_0^t \ddot{x}_G(\tau)e^{-\xi\omega(t-\tau)}\,\mathrm{sen}\,\omega_D(t-\tau)d\tau$$

(il segno - di solito si omette perché generalmente nell'analisi sismica non interessa il verso della risposta).
Per le strutture degli edifici, ξ ha valori bassi (dell'ordine del 5%), per cui $\sqrt{1-\xi^2}\cong 1$ e $\omega_D\cong\omega$. Pertanto la precedente si può scrivere:

$$x(t)\cong\frac{1}{\omega}\int_0^t \ddot{x}_G(\tau)e^{-\xi\omega(t-\tau)}\,\mathrm{sen}\,\omega(t-\tau)d\tau=\frac{1}{\omega}V(t) \qquad (1.55)$$

La risposta in termini di velocità si può ottenere derivando la (1.9') e applicando lo stesso procedimento:

$$\dot{x}(t)\cong-\int_0^t \ddot{x}_G(\tau)e^{-\xi\omega(t-\tau)}\cos[\omega(t-\tau)+\psi]d\tau \qquad \psi=\mathrm{arctg}\frac{\xi}{\sqrt{1-\xi^2}}\cong\mathrm{arctg}\,\xi \qquad (1.56)$$

L'accelerazione assoluta si può ricavare dalla (1.27) trascurando il termine legato allo smorzamento e sostituendovi la (1.55):

$$m\ddot{x}+c\dot{x}+kx=-m\ddot{x}_G \qquad \ddot{x}+\ddot{x}_G=-\frac{c}{m}\dot{x}-\frac{k}{m}x \qquad \ddot{x}+\ddot{x}_G=-(2\xi\omega\dot{x}+\omega^2x)\cong-\omega^2x$$

$$\ddot{x}+\ddot{x}_G\cong\omega\int_0^t \ddot{x}_G(\tau)e^{-\xi\omega(t-\tau)}\,\mathrm{sen}\,\omega(t-\tau)d\tau=\omega V(t) \qquad (1.57)$$

1.8.2 SPETTRI DI RISPOSTA

Spesso, per la progettazione di strutture soggette a vibrazioni non a regime, più che l'andamento nel tempo interessa conoscere i valori massimi della risposta, in termini di spostamento, velocità o accelerazione.

Lo spostamento relativo raggiunge il valore massimo in corrispondenza del max dell'integrale nella (1.55). Per cui ponendo:

$$S_v = \left\{ \int_0^t \ddot{x}_G(\tau) e^{-\xi\omega(t-\tau)} \operatorname{sen} \omega(t-\tau) d\tau \right\}_{\max} \tag{1.58}$$

si ottiene il valore max dello spostamento:

$$S_d = \frac{1}{\omega} S_v = x_{\max} \qquad \text{SPOSTAMENTO SPETTRALE} \tag{1.59}$$

S_v è abbastanza vicino, anche se non esattamente uguale, al valore max della risposta in termini di velocità:

$$S_v \cong \dot{x}_{\max} \qquad \text{PSEUDO-VELOCITÀ SPETTRALE} \tag{1.60}$$

Dalle (1.55) e (1.57) poi si ricava:

$$S_a = \omega S_v \cong (\ddot{x} + \ddot{x}_G)_{\max} \qquad \text{PSEUDO-ACCELERAZIONE SPETTRALE} \tag{1.61}$$

Si ricava poi la relazione:

$$S_d = \frac{1}{\omega^2} S_a$$

Il valore max della forza nell'organo elastico - ovvero il valore di taglio max alla base - vale:

$$f_{\max} = kS_d = \omega^2 m S_d = mS_a \tag{1.62}$$

Con riferimento alla registrazione di una componente di accelerazione relativa ad un terremoto (v. es. in fig. 1.20), ed utilizzando le equazioni precedenti, si possono ricavare, per un sistema ad un grado di libertà e per ogni coppia di valori del periodo proprio e del coefficiente di smorzamento, i valori di S_a, S_v e S_d.

E' possibile rappresentare graficamente, per un dato accelerogramma, l'andamento di S_a, S_v e S_d in funzione del periodo proprio e per determinati valori del coefficiente di smorzamento.

Tali diagrammi sono chiamati rispettivamente SPETTRO DI RISPOSTA DELL'ACCELERAZIONE, DELLA VELOCITÀ, DELLO SPOSTAMENTO (in fig. 1.21 è riportato lo spettro in accelerazione relativo all'evento di cui alla fig. 1.20).

Noti il periodo proprio e il coefficiente di smorzamento di una struttura, la sua risposta massima può essere rilevata dallo spettro. Inoltre, si può determinare, usando la (1.62), la massima azione tagliante applicata alla base della struttura.

Fig. 1.20

Fig. 1.21

Gli spettri di risposta calcolati sulla base di un determinato accelerogramma presentano un andamento abbastanza irregolare che corrisponde ad effetti di risonanza locale, legati al contenuto in frequenza dell'accelerogramma. Queste irregolarità si attenuano passando a curve calcolate per smorzamenti via via maggiori.

Queste irregolarità hanno poco significato per la progettazione proprio perché legate alla singola registrazione. Pertanto, per la progettazione è più significativo utilizzare spettri generalizzati, ricavati come media di spettri relativi a diversi eventi registrati in una certa zona, opportunamente normalizzati rispetto all'intensità, e regolarizzando le curve così ottenute.

Tali operazioni sono state effettuate, ad esempio, per un certo numero di registrazioni di terremoti californiani, ottenendo gli spettri mediati della velocità, dell'accelerazione e dello spostamento illustrati rispettivamente nelle figg. 1.22, 1.23, 1.24.

Nella fig. 1.25 sono sintetizzati gli andamenti tipici degli spettri di risposta.

Si nota che lo spettro della velocità rimane praticamente costante quando il periodo proprio assume valori abbastanza grandi; lo spettro dell'accelerazione diminuisce all'aumentare del periodo proprio oltre un certo valore, mentre lo spettro dello spostamento aumenta costantemente.

Fig. 1.22

Fig. 1.23

Fig. 1.24

Fig. 1.25

Per strutture molto rigide (periodo proprio molto piccolo) l'accelerazione assoluta tende a coincidere con l'accelerazione del suolo, mentre per strutture molto deformabili (periodo proprio molto grande) lo spostamento relativo tende a coincidere con quello del suolo.

1.8.3 SPETTRI DI RISPOSTA INELASTICI

Gli spettri di risposta visti precedentemente sono stati ricavati nell'ipotesi di comportamento indefinitamente elastico lineare del materiale (k costante).

Nel caso di comportamento non lineare, l'equazione del moto (1.27) assume la forma:

$$m\ddot{x}(t)+c\dot{x}(t)+f\left(x(t)\right)=-m\ddot{x}_G(t) \tag{1.63}$$

che è possibile risolvere solo per integrazione numerica.

Fig. 1.26

Supponendo per il materiale un legame elasto-plastico perfetto (fig. 1.26), la (1.63) può essere scritta introducendo il rapporto adimensionale:

$$\mu = \frac{x}{x_y} \qquad \text{FATTORE DI DUTTILITÀ}$$

Dividendo per mx_y e ricordando che $\frac{c}{m} = 2\xi\omega$ e $f_y = kx_y = m\omega^2 x_y$, si ottiene:

$$\ddot{\mu}(t) + 2\xi\omega\dot{\mu}(t) + \omega^2 \rho(t) = -\frac{\omega^2}{\eta} * \frac{\ddot{x}_G(t)}{|\ddot{x}_G|_{\max}} \tag{1.64}$$

in cui:

$$\rho(t) = \frac{f(x(t))}{f_y} \qquad \text{reazione strutturale in forma adimensionale}$$

$$\eta = \frac{f_y}{m|\ddot{x}_G|_{\max}} \qquad \text{FATTORE DI RESISTENZA} \tag{1.65}$$

(rappresenta il rapporto fra la resistenza limite del sistema ed il prodotto della massa per il valore di picco dell'accelerazione del suolo)

Fissati ξ ed η□, è possibile integrare la (1.64) per via numerica ottenendo la risposta all'accelerogramma dato in termini di spostamenti adimensionalizzati $\mu(t)$ e quindi di reazione strutturale $\rho(t)$.

Con tale procedimento si possono ottenere diagrammi in cui sono riportati i valori di

$$\mu_{\max} = \frac{x_{\max}}{x_y} \qquad \text{RICHIESTA DI DUTTILITÀ}$$

in funzione del periodo proprio e per diversi valori del fattore di resistenza η (fig. 1.27).

Fig. 1.27

Tali diagrammi mettono in evidenza che strutture con fattori di resistenza più bassi (η piccoli) richiedono maggiori livelli di duttilità e, comunque, la richiesta di duttilità aumenta per strutture più rigide (periodo propri piccoli).

Utilizzando grafici di questo tipo, è possibile, per un sistema di periodo T e smorzamento ξ, ricavare per interpolazione il valore del fattore di resistenza η una volta fissato il valore di μ.

Inoltre, per ξ molto piccoli, dalla (1.63) si può ricavare:

$$\left|\ddot{x} + \ddot{x}_G\right|_{\max} \cong \frac{\left|f\right|_{\max}}{m} = \frac{f_y}{m} \qquad (1.66)$$

e, utilizzando la (1.65), si può definire la pseudo-accelerazione spettrale:

$$S_a(\mu \geq 1) \cong \frac{f_y}{m} = \eta\left|\ddot{x}_G\right|_{\max} \qquad (1.67)$$

E' quindi possibile costruire "spettri di risposta inelastici" (v. fig. 1.28), in termini di pseudo-accelerazione spettrale, riferendo ogni curva dello spettro ad un prefissato valore della duttilità richiesta.

Tale procedimento risulta peraltro molto oneroso. Pertanto, per la progettazione corrente, si preferisce utilizzare spettri di risposta inelastici approssimati, ricavati da quelli elastici applicando opportuni criteri.

Fig. 1.28

Due sono i criteri generalmente adottati, dedotti da esperienze numeriche tese a confrontare la risposta di un oscillatore elasto-plastico perfetto con quella dell'oscillatore indefinitamente elastico avente stessa rigidezza elastica e stessa massa.

Il primo criterio, che, sulla base dei risultati di esperienze numeriche, sembra sufficientemente approssimato per sistemi con bassi valori di ξ, consiste nell'assumere uguali gli spostamenti relativi massimi (fig. 1.29). Infatti, dato un accelerogramma, per piccoli valori di ξ e f_y variabile entro certi limiti, lo spostamento $x_{\max}$ di sistemi elasto-plastici perfetti non si discosta sensibilmente dal valore $x_{e,\max}$ del corrispondente sistema elastico.

Fig. 1.29 Fig. 1.30

Pertanto, si può ritenere:

$$\mu_{\max} = \frac{x_{\max}}{x_y} \cong \frac{x_{e,\max}}{x_y} = \frac{f_{e,\max}}{f_y} \qquad (1.68)$$

e, in via approssimata, la (1.67) può essere scritta (cfr. la (1.62):

$$S_a(\mu \geq 1) \cong \frac{f_y}{m} = \frac{f_{e,\max}}{m\mu} \cong \frac{S_a(\mu = 1)}{\mu} \tag{1.69}$$

quindi, in definitiva, lo spettro inelastico può ottenersi da quello elastico scalato del fattore di duttilità.

Il secondo criterio, che dalle esperienze numeriche sembra approssimare meglio i casi con valori di ξ più grandi, consiste nell'imporre l'uguaglianza dell'energia dissipata dai due sistemi, quello elasto-plastico e quello elastico corrispondente.

Ciò equivale, con riferimento alla fig. 1.30, a porre uguali le aree dei poligoni (OCDE) ed (OAB), ovvero di (B'DEB) e (CAB'):

$$f_y\left(x_{\max} - x_{e,\max}\right) = \frac{1}{2}\left(f_{e,\max} - f_y\right)\left(x_{e,\max} - x_y\right)$$

dividendo per $f_y x_y$, poiché è $\dfrac{f_{e,\max}}{f_y} = \dfrac{x_{e,\max}}{x_y}$, si ottiene:

$$\frac{x_{\max}}{x_y} - \frac{x_{e,\max}}{x_y} = \frac{1}{2}\left(\frac{f_{e,\max}}{f_y} - 1\right)\left(\frac{x_{e,\max}}{x_y} - 1\right)$$

$$\mu - \frac{f_{e,\max}}{f_y} = \frac{1}{2}\left(\frac{f_{e,\max}}{f_y} - 1\right)^2$$

$$\frac{f_{e,\max}}{f_y} = \sqrt{2\mu - 1} \tag{1.71}$$

Pertanto, si può scrivere:

$$S_a(\mu \geq 1) \cong \frac{f_y}{m} = \frac{f_{e,\max}}{m\sqrt{2\mu - 1}} \cong \frac{S_a(\mu = 1)}{\sqrt{2\mu - 1}} \tag{1.72}$$

In definitiva, fissato μ, si può ricavare il FATTORE DI RIDUZIONE DELLE FORZE SPETTRALI:

$$\rho_f = \frac{f_y}{f_{e,\max}} \cong \frac{S_a(\mu \geq 1)}{S_a(\mu = 1)} \cong \begin{cases} \dfrac{1}{\mu} \\ \dfrac{1}{\sqrt{2\mu - 1}} \end{cases}$$

Occorre notare che, per bassi valori di μ, i due criteri praticamente si equivalgono, mentre al crescere di μ, il secondo criterio fornisce valori sensibilmente più bassi di ρ_f (v. fig. 1.31).

Alternativamente, fissato f_y, dagli spettri elastici si può dedurre la duttilità richiesta (v. 1.68).

Fig. 1.31

1.8.4 SPETTRI DI RISPOSTA DI PROGETTO

La tecnica degli spettri di risposta può essere utilizzata a fini progettuali.

In tal caso, occorre ricavare gli spettri di risposta elastici per una serie abbastanza ampia di accelerogrammi registrati nella zona di interesse. Per essere confrontabili, tali spettri devono essere "normalizzati" rispetto ad un opportuno parametro, rappresentativo dell'intensità del terremoto; lo spettro di riferimento infine è ottenuto come media o inviluppo.

Tale spettro può essere direttamente utilizzato solo per strutture a comportamento indefinitamente elastico.

Peraltro, il criterio di progettazione generalmente adottato per le costruzioni in zona sismica prevede che le strutture, per i terremoti di elevata intensità previsti nella zona – caratterizzati quindi da un lungo periodo di ritorno -, possano uscire dal campo elastico, sfruttando le risorse post-elastiche, senza pervenire a collasso.

Pertanto nella progettazione di strutture dotate di un certo grado di duttilità si utilizzano spettri elastici di progetto ridotti in rapporto alla duttilità secondo i criteri esposti precedentemente.