

2.6 Force quelconque

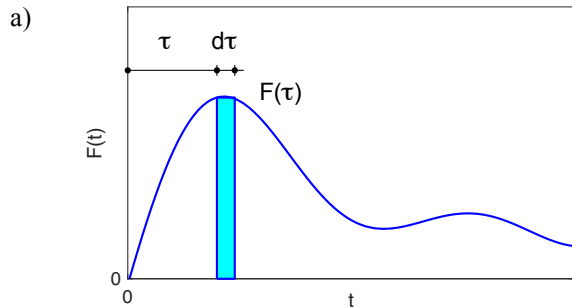
Les forces dynamiques qui s'exercent sur les structures ne sont souvent connues que par des mesures (séisme, pression du vent, etc.) et ne peuvent donc pas être exprimées par une fonction mathématique.

Concrètement, partant de l'expression originale de la deuxième loi de *Newton*: $\sum F = \frac{d(m \cdot v)}{dt} \equiv m \cdot \frac{\Delta v}{\Delta t}$, une impulsion ($F(\tau) \cdot d\tau$) peut être transformée en vitesse initiale:

$$F(\tau) = m \cdot \frac{\dot{x}(\tau)}{d\tau} \quad \Rightarrow \quad \dot{x}(\tau) = \frac{F(\tau) \cdot d\tau}{m} \quad (2.36)$$

2.6.1 Impulsion

La méthode consiste à considérer la force comme une suite d'impulsions très brèves. En d'autres termes, la fonction de la force est décomposée en une série d'impulsions successives. Chaque impulsion (divisée par la masse) est transformée en une vitesse initiale appliquée à l'oscillateur immédiatement après l'application de l'impulsion, c'est-à-dire à l'instant donné (τ).



b)

$$\dot{x}(\tau) = \frac{F(\tau)d\tau}{m}, \quad x(\tau) = 0$$

Figure 2.26: Une force quelconque peut être considérée comme une suite d'impulsions ($F(\tau) \cdot d\tau$).

Après l'impulsion, la réponse de l'oscillateur est connue par la solution des oscillations libres. Pour déterminer la réponse complète, il suffit d'appliquer le *principe de superposition* et d'additionner les réponses dues aux impulsions successives, en prenant soin de considérer les instants différents auxquels elles apparaissent.

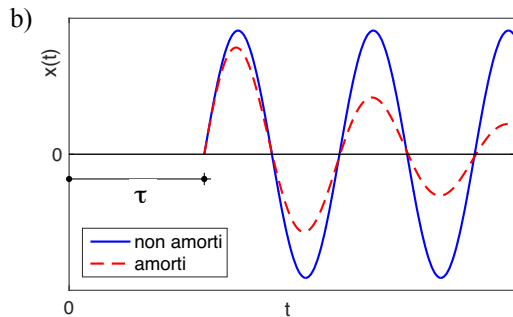
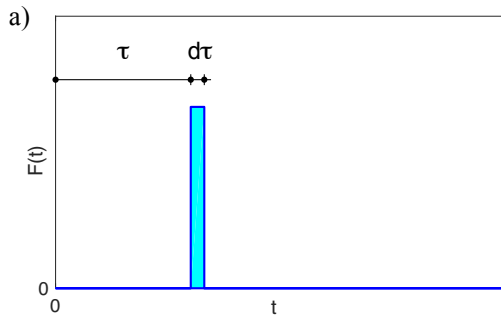


Figure 2.27: L'impulsion correspond à une vitesse initiale appliquée à l'instant τ à l'oscillateur dont les déplacements consécutifs sont totalement connus par les solutions générales des oscillations libres (amorties ou non).

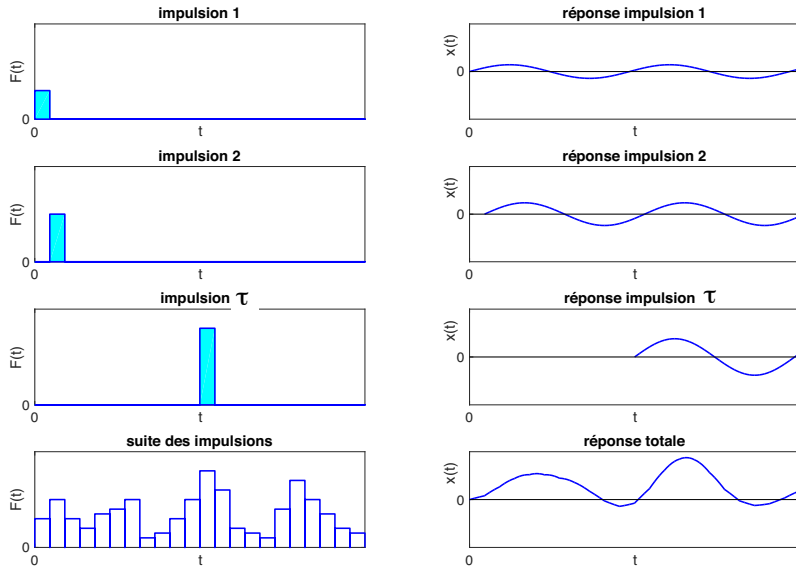


Figure 2.28: La réponse totale est la superposition des réponses dues aux impulsions individuelles.

2.6.2 Intégrale de Duhamel (ou convolution)

A partir des vitesses initiales de l'équation (2.36) et de la solution générale des oscillations libres amorties, l'application du *principe de superposition* permet d'obtenir la solution générale jusqu'à l'instant considéré (t) par l'*intégrale de convolution* ou *intégrale de Duhamel*:

$$x(t) = \frac{1}{m \cdot \omega_D} \cdot \int_0^t F(\tau) \cdot e^{-\zeta \omega_n(t-\tau)} \cdot \sin \omega_D(t-\tau) \cdot d\tau \quad (2.37)$$

dans laquelle apparaît la pseudo-pulsation: $\omega_D = \omega_n \cdot \sqrt{1 - \zeta^2}$.

Dans le cas d'une excitation sismique ($F(\tau) = -m \cdot \ddot{x}_g(\tau)$), l'*intégrale de Duhamel* prend la forme:

$$x(t) = -\frac{1}{\omega_D} \cdot \int_0^t \ddot{x}_g(\tau) \cdot e^{-\zeta \omega_n(t-\tau)} \cdot \sin \omega_D(t-\tau) \cdot d\tau \quad (2.38)$$

2.7 Forces appliquées brusquement

2.7.1 Force constante

Pour une charge constante (F_0) appliquée brusquement à l'instant $t=0$, l'intégrale de Duhamel devient:

$$\begin{aligned}x(t) &= \frac{1}{m \cdot \omega_D} \cdot \int_0^t F(\tau) \cdot e^{-\zeta \omega_n(t-\tau)} \cdot \sin \omega_D(t-\tau) \cdot d\tau \\ &= \frac{1}{m \cdot \omega_D} \cdot \int_0^t F_0 \cdot e^{-\zeta \omega_n(t-\tau)} \cdot \sin \omega_D(t-\tau) \cdot d\tau\end{aligned}\quad (2.39)$$

Dans le cas sans amortissement ($\zeta=0$), l'expression se simplifie:

$$\begin{aligned}x(t) &= \frac{1}{m \cdot \omega_n} \cdot \int_0^t F_0 \cdot \sin \omega_n(t-\tau) \cdot d\tau = \frac{F_0}{m \cdot \omega_n} \cdot \frac{\cos \omega_n(t-\tau)}{\omega_n} \Bigg|_{\tau=0}^{\tau=t} \\ &= \frac{F_0}{m \cdot \omega_n^2} \cdot (1 - \cos \omega_n t) = \frac{F_0}{k} \cdot (1 - \cos \omega_n t)\end{aligned}\quad (2.40)$$

Avec amortissement, on obtient l'expression suivante de la réponse:

$$x(t) = \frac{F_0}{k} \cdot \left[1 - e^{-\zeta\omega_n t} \left(\cos\omega_D t + \frac{\zeta}{\sqrt{1-\zeta^2}} \sin\omega_D t \right) \right] \quad (2.41)$$

Sans amortissement, la réponse maximale atteint le double du déplacement statique ($\delta_{\text{stat}}=F_0/k$):

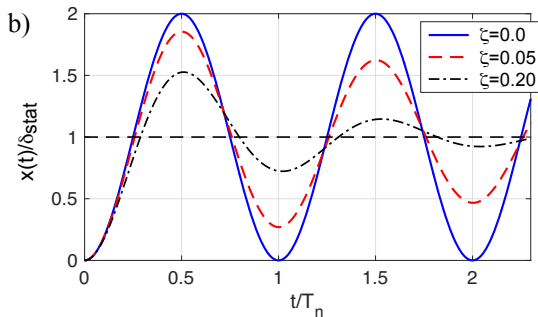
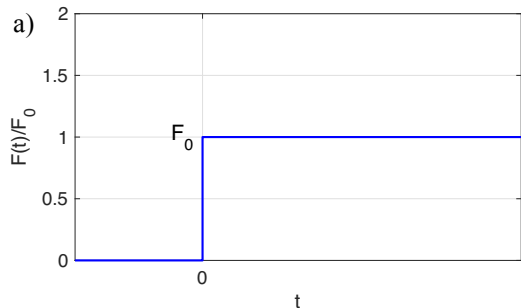


Figure 2.29: Force constante (F_0) appliquée brusquement (a). La réponse oscille autour du déplacement statique (δ_{stat}) à la fréquence propre de l'oscillateur (b). Sans amortissement, elle atteint le double du déplacement statique.

2.7.2 Force augmentant linéairement

Pour une charge linéaire (F_0/t_r) appliquée brusquement à l'instant $t=0$, l'intégrale de Duhamel devient:

$$x(t) = \frac{1}{m \cdot \omega_D} \cdot \int_0^t \frac{F_0}{t_r} \cdot \tau \cdot e^{-\zeta \omega_n(t-\tau)} \cdot \sin \omega_D(t-\tau) \cdot d\tau \quad (2.42)$$

Dans le cas sans amortissement ($\zeta=0$), l'expression se simplifie:

$$\begin{aligned} x(t) &= \frac{1}{m \cdot \omega_n} \cdot \int_0^t \frac{F_0}{t_r} \cdot \tau \cdot \sin \omega_n(t-\tau) \cdot d\tau \quad (2.43) \\ &= \frac{F_0}{m \cdot \omega_n \cdot t_r} \cdot \left(\left. \frac{\tau \cdot \cos \omega_n(t-\tau)}{\omega_n} \right|_{\tau=0}^{\tau=t} + \frac{\sin \omega_n(t-\tau)}{\omega_n^2} \right) \Bigg|_{\tau=0}^{\tau=t} \\ &= \frac{F_0}{k} \cdot \left(\frac{t}{t_r} - \frac{\sin \omega_n t}{\omega_n \cdot t_r} \right) = \delta_{\text{stat}} \cdot \left(\frac{t}{t_r} - \frac{\sin \omega_n t}{\omega_n \cdot t_r} \right) \end{aligned}$$

La réponse sans amortissement oscille à la fréquence propre de l'oscillateur autour du déplacement qui surviendrait si la force était appliquée statiquement ($x_{\text{stat}} = F_0 \cdot t/k/t_r = \delta_{\text{stat}} \cdot t/t_r$).

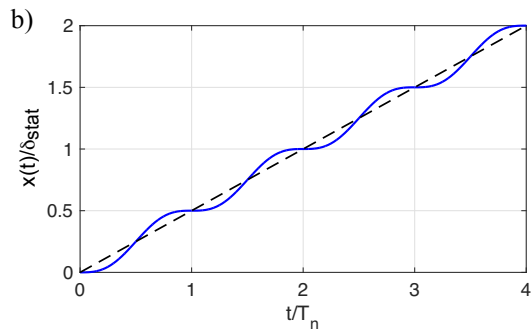
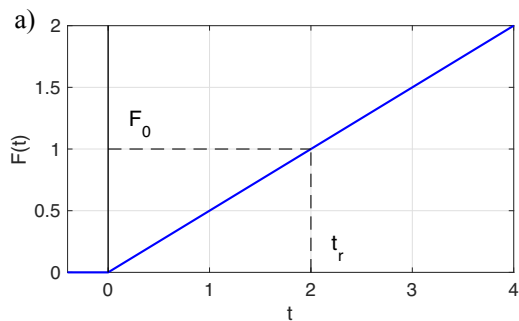


Figure 2.30: Force linéaire (F_0/t_r) appliquée brusquement (a). A nouveau, la réponse oscille autour du déplacement statique ($x_{\text{stat}} = \delta_{\text{stat}} \cdot t/t_r$) à la fréquence propre de l'oscillateur (b).

2.7.3 Force augmentant linéairement avant stabilisation

Une charge linéaire (F_0/t_r) est appliquée brusquement à l'instant $t=0$, puis se stabilise à partir de l'instant $t=t_r$ à un niveau constant (F_0).

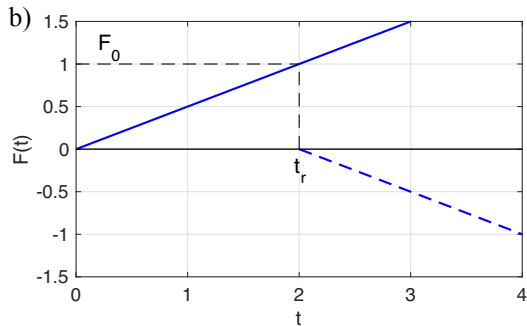
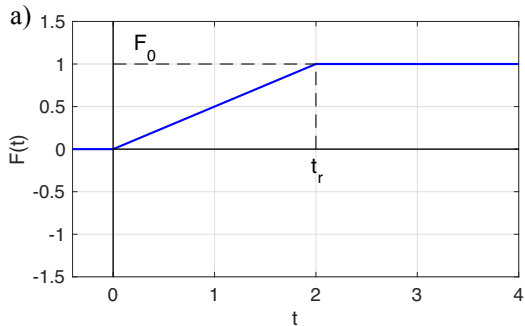


Figure 2.31: Force linéaire (F_0/t_r) appliquée brusquement puis restant stable à partir de l'instant t_r (a). Cette fonction peut être obtenue en soustrayant deux fonctions linéaires, décalées de t_r (b).

L'expression de la force peut être décomposée en deux parties de la manière suivante:

$$F(t) = F_0 \cdot \frac{t}{t_r} \quad \text{pour} \quad t \leq t_r$$

$$F(t) = F_0 \quad \text{pour} \quad t > t_r$$

La réponse s'exprime également en deux parties. Dans le cas sans amortissement ($\zeta=0$), on obtient:

$$x(t) = \frac{1}{m \cdot \omega_n} \cdot \int_0^t \frac{F_0}{t_r} \cdot \tau \cdot \sin \omega_n(t - \tau) \cdot d\tau = \frac{F_0}{k} \cdot \left(\frac{t}{t_r} - \frac{\sin \omega_n t}{\omega_n \cdot t_r} \right) \quad t \leq t_r \quad (2.44)$$

$$x(t) = \frac{\dot{x}(t_r)}{\omega_n} \cdot \sin \omega_n(t - t_r) + x(t_r) \cdot \cos \omega_n(t - t_r) + \frac{F_0}{k} \cdot [1 - \cos \omega_n(t - t_r)] \quad t > t_r \quad (2.45)$$

Les deux premiers termes correspondent aux oscillations libres avec les conditions initiales ($\dot{x}(t_r)$ et $x(t_r)$) en t_r . Le 3^e terme correspond à une force appliquée brusquement à l'instant t_r .

L'expression de la réponse après la stabilisation de la force ($t > t_r$) peut également être déterminée avec la superposition; i.e. la soustraction de deux forces variant linéairement et décalée dans le temps de t_r :

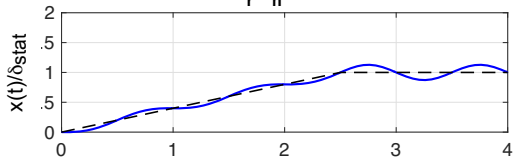
$$F(t) = F_0 = F_0 \cdot \frac{t}{t_r} - F_0 \cdot \left(\frac{t-t_r}{t_r} \right) \quad \text{pour} \quad t > t_r$$

Connaissant la réponse pour une force linéaire, la réponse après stabilisation de la force ($t > t_r$) devient:

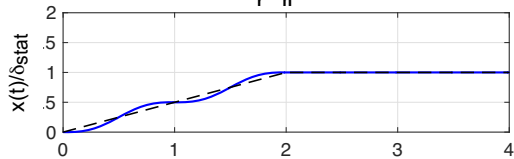
$$x(t) = \frac{F_0}{k} \cdot \left(1 - \frac{\sin \omega_n t}{\omega_n \cdot t_r} + \frac{\sin \omega_n (t-t_r)}{\omega_n \cdot t_r} \right) = \delta_{\text{stat}} \cdot \left(1 - \frac{1}{\omega_n \cdot t_r} \cdot [\sin \omega_n t - \sin \omega_n (t-t_r)] \right) \quad (2.46)$$

L'amplitude de la réponse dynamique est plus ou moins accentuée selon la rapidité de l'augmentation de la force. Elle est maximale pour une augmentation très rapide (petits rapports t_r/T_n) et elle s'atténue avec l'extension de la durée de l'augmentation de la force. Pour certains cas particuliers, le système n'oscille plus après que la force se soit stabilisée. Cette situation survient pour des valeurs entières du rapport (t_r/T_n), car dans ce cas, le système atteint sa nouvelle position d'équilibre avec une vitesse nulle exactement au moment où la force se stabilise.

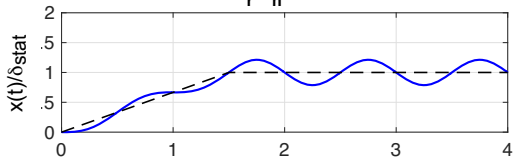
$t_r/T_n = 2.5$



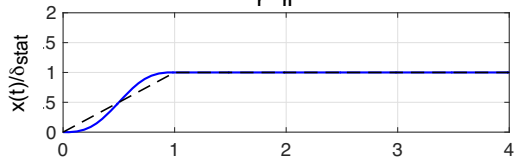
$t_r/T_n = 2$



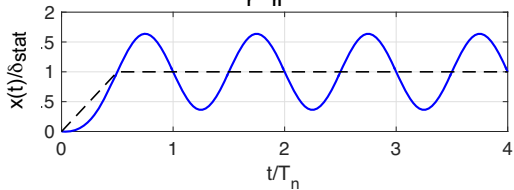
$t_r/T_n = 1.5$



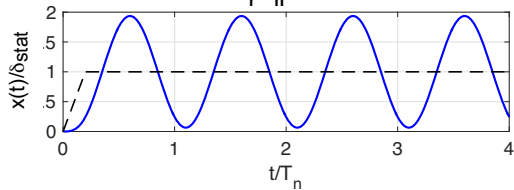
$t_r/T_n = 1$



$t_r/T_n = 0.5$



$t_r/T_n = 0.2$



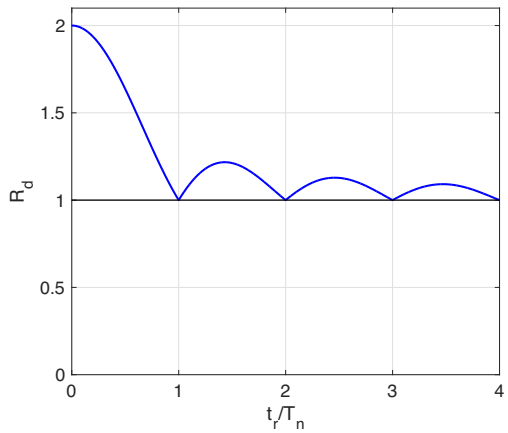


Figure 2.33: Spectre de réponse.

Pour le dimensionnement, seule l'amplitude maximale du déplacement compte. Un graphique spécial permet de synthétiser l'information concernant l'amplitude maximale du déplacement atteinte en fonction de la rapidité de l'augmentation de la force (rapport t_r/T_n). C'est le spectre de réponse.

2.8 Forces de type impulsif (chocs et explosions)

Dans le cas d'explosion ou de choc, la force disparaît après un temps d'application plus ou moins long. Ce type de forces est désigné par le terme général de forces impulsives.

La réponse dynamique des oscillateurs simples soumis à des cas de charge de type impulsif peut être déterminée par une des trois méthodes suivantes:

- 1) superposition;
- 2) *intégrale de convolution* (de Duhamel);
- 3) résolution de l'équation différentielle.

La résolution par l'*intégrale de convolution* (*intégrale de Duhamel*) s'applique à n'importe quel cas de charge. La superposition est une méthode très efficace lorsque les résultats dus à des cas de charge standards sont connus. La résolution de l'équation différentielle n'entre pratiquement en ligne de compte qu'avec des charges harmoniques.

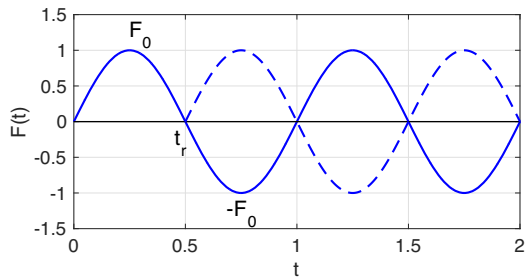
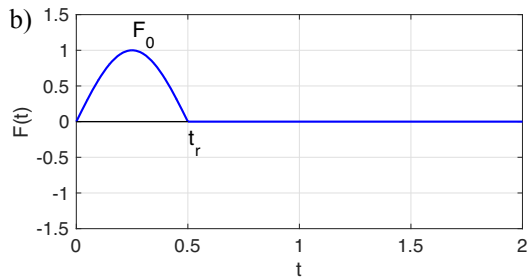
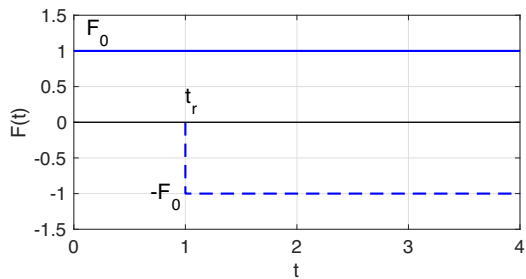
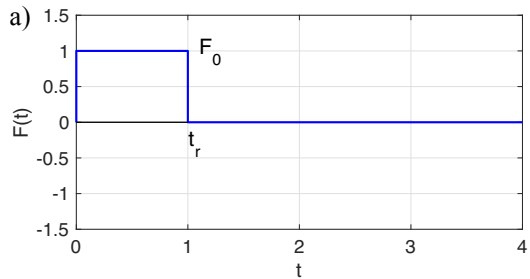


Figure 2.34: Pour les charges impulsionnelles, superposer des cas déjà résolus est une méthode efficace.

2.8.1 Impulsion rectangulaire

Pour une charge constante (F_0) appliquée brusquement en $t=0$ et qui disparaît après un temps t_d . La réponse peut se déterminer avec l'*intégrale de Duhamel* en considérant deux phases ($t \leq t_d$ et $t > t_d$).

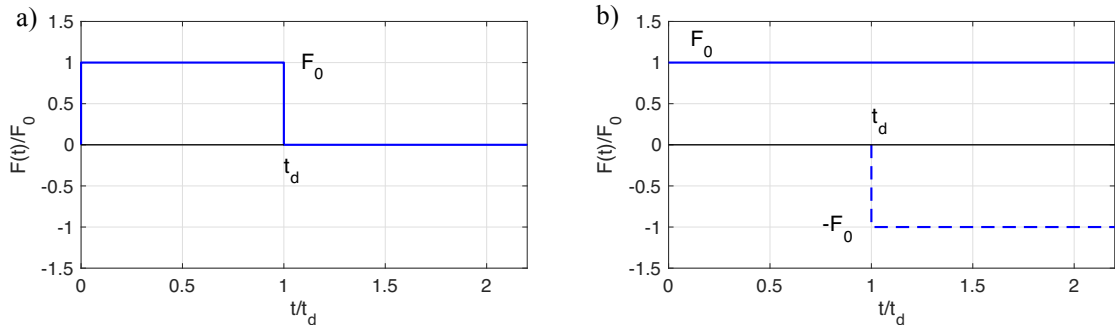


Figure 2.35: Impulsion rectangulaire (a). Cette fonction peut être obtenue par la superposition de deux forces constantes décalées et opposées (b).

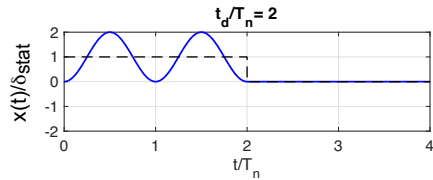
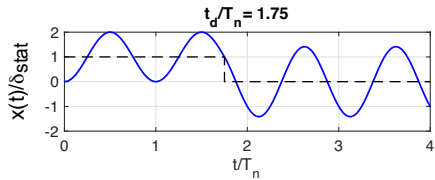
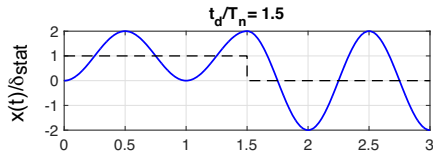
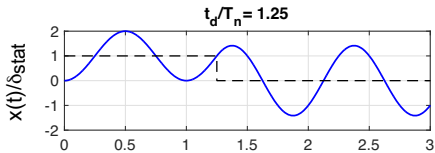
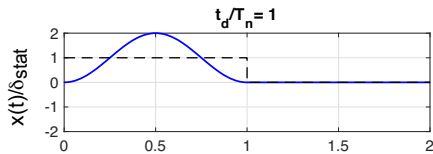
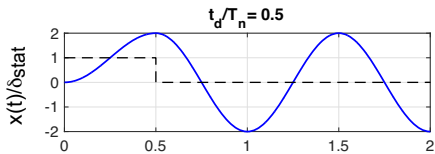
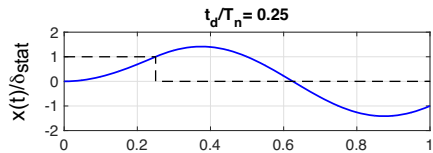
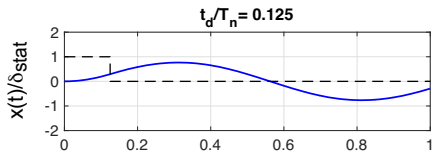
La phase d'application de la force ($t \leq t_d$) a déjà été déterminée. Avec la relation $\omega_n = 2\pi/T_n$, on obtient:

$$x(t) = \frac{1}{m \cdot \omega_n} \cdot \int_0^t F_0 \cdot \sin \omega_n (t - \tau) \cdot d\tau = \frac{F_0}{k} \cdot (1 - \cos \omega_n t) = \delta_{\text{stat}} \cdot \left(1 - \cos \frac{2\pi}{T_n} t\right)$$

Pour la phase après la disparition de la force ($t > t_d$), la méthode la plus simple est la superposition. En considérant le décalage temporel de la partie complémentaire, l'expression de la réponse totale est:

$$x(t) = \frac{F_0}{k} \cdot (1 - \cos \omega_n t) - \frac{F_0}{k} \cdot (1 - \cos \omega_n (t - t_d)) = \delta_{\text{stat}} \cdot \left(\cos \frac{2\pi}{T_n} (t - t_d) - \cos \frac{2\pi}{T_n} t\right)$$

En fonction de la durée d'application de la force, l'amplitude maximale de la réponse peut se produire dans deux régimes différents. Si l'application de la force est brève ($t_d/T_n < 1/2$), la réponse maximale se produit après la disparition de la force (régime libre). Si l'application de la force est longue ($t_d/T_n > 1/2$), la réponse maximale survient lorsque la force est encore active (régime forcé). La transition entre ces deux régimes correspond à une durée d'application égale à $t_d/T_n = 1/2$. Pour des valeurs entières du rapport (t_d/T_n), le système n'oscille plus après la disparition de la force.



Le spectre de réponse représente l'amplitude maximale de la réponse en fonction du rapport (t_d/T_n). La courbe est constituée de deux parties correspondant aux deux régimes (forcé et libre).

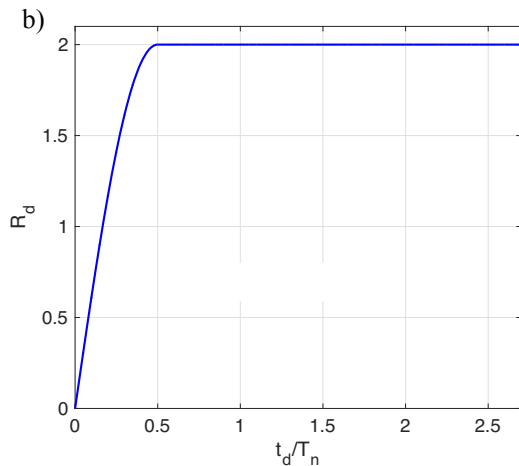
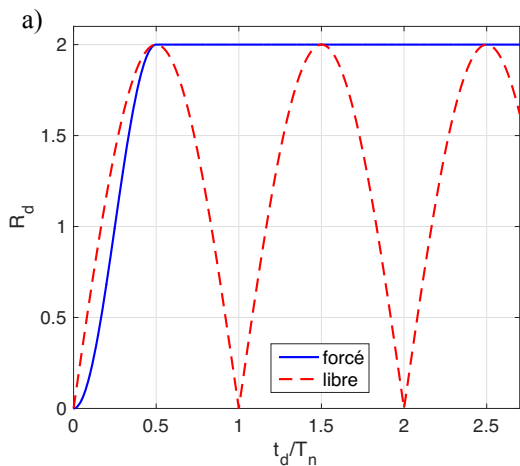


Figure 2.37: Spectre de réponse pour l'impulsion rectangulaire.

2.8.2 Impulsion sinusoïdale

Pour une charge évoluant selon un demi-sinus (amplitude F_0), appliquée en $t=0$ pendant une durée t_d , la réponse peut se déterminer avec les équations différentielles en prenant deux phases ($t \leq t_d$ et $t > t_d$):

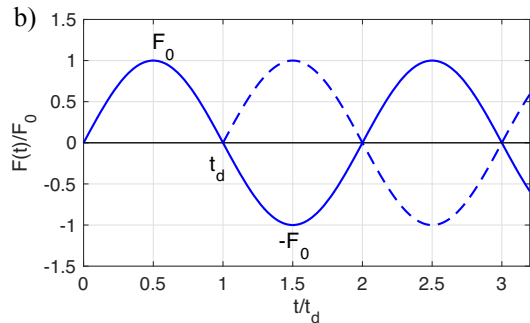
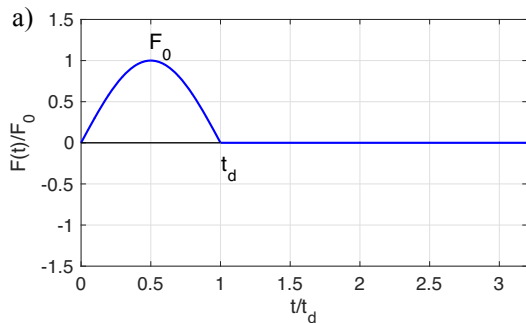


Figure 2.38: Impulsion sinusoïdale (a). Cette fonction peut être obtenue par la superposition de deux sinusoïdes décalées de t_d (b).

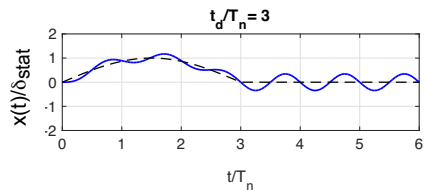
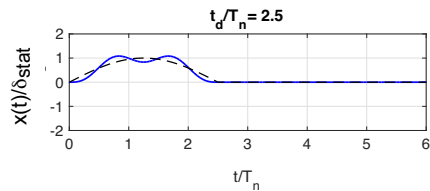
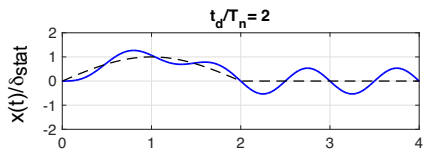
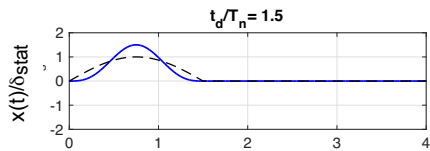
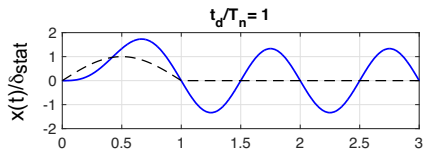
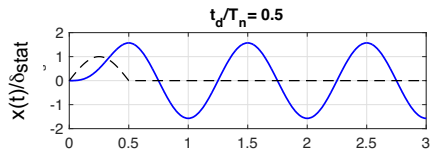
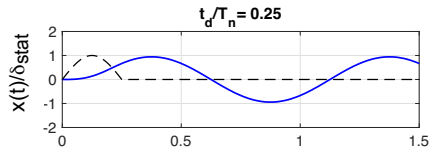
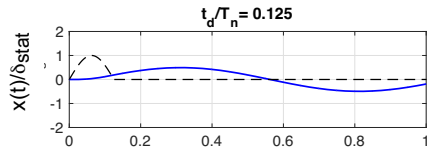
L'expression de la réponse pour la phase d'application de la force ($t \leq t_d$) a déjà été déterminée (oscillations forcées). En tenant compte des relations $\omega = \pi/t_d$ et $\omega_n = 2\pi/T_n$, la réponse ($\zeta = 0$) s'exprime:

$$x(t) = \frac{\delta_{\text{stat}}}{1 - (T_n/2t_d)^2} \cdot \left[\sin\left(\frac{\pi}{t_d}t\right) - (T_n/2t_d) \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T_n}t\right) \right] \quad (2.47)$$

Pour la phase après la disparition de la force ($t > t_d$), la réponse est celle des oscillations libres avec les valeurs finales ($t = t_d$) de l'équation (2.47) comme conditions initiales:

$$x(t) = \frac{\delta_{\text{stat}} \cdot (T_n/t_d) \cdot \cos\left(\pi \frac{t_d}{T_n}\right)}{(T_n/2t_d)^2 - 1} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T_n} \cdot \left(t - \frac{t_d}{2}\right)\right) \quad (2.48)$$

L'amplitude maximale de la réponse peut se produire en régime libre, si l'application de la force est brève ($t_d/T_n < 1/2$) ou en régime forcé avec une durée d'application suffisamment longue ($t_d/T_n > 1/2$). La transition entre ces deux régimes correspond à une durée d'application égale à $t_d/T_n = 1/2$. Pour des valeurs demi-entières du rapport (t_d/T_n), le système n'oscille plus après la disparition de la force.



Le spectre de réponse est constitué de deux parties correspondant aux deux régimes (forcé et libre). La courbe du régime forcé est une enveloppe, car en allongeant la durée d'application, la réponse maximale survient d'abord ($1/2 < t_d/T_n < 2.5$) au 1^{er} pic du déplacement, ensuite ($2.5 < t_d/T_n < 4.5$) au 2^e ...

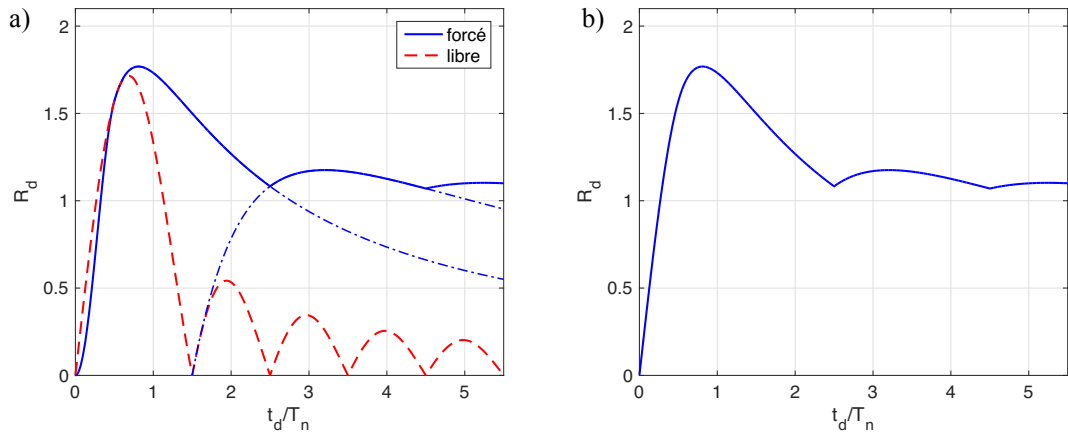


Figure 2.40: Spectre de réponse pour l'impulsion sinusoïdale.

2.8.3 Impulsion triangulaire

Pour une charge triangulaire (amplitude F_0), appliquée à l'instant $t=0$ pendant une durée t_d , la réponse de l'oscillateur peut se déterminer à l'aide de la méthode de superposition en considérant trois phases ($t \leq t_d/2$, $t_d/2 < t \leq t_d$ et $t > t_d$).

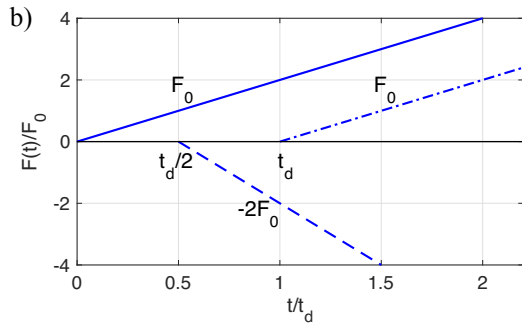
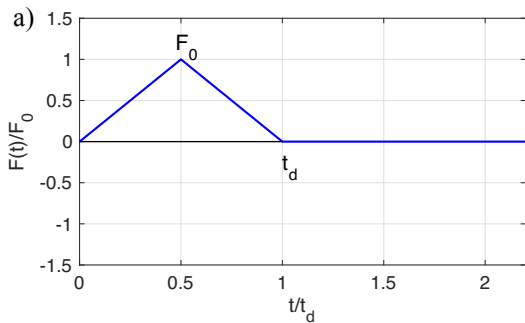


Figure 2.41: Impulsion triangulaire (a). Cette fonction peut être obtenue par la superposition de trois fonctions linéaires décalées avec une pente ajustée (b).

Les expressions correspondantes sont:

$$F(t) = 2F_0 \cdot \frac{t}{t_d}$$

pour $0 \leq t < \frac{t_d}{2}$

$$F(t) = 2F_0 \cdot \frac{t}{t_d} - 4F_0 \cdot \left(\frac{t - t_d/2}{t_d} \right)$$

pour $\frac{t_d}{2} \leq t < t_d$

$$F(t) = 2F_0 \cdot \frac{t}{t_d} - 4F_0 \cdot \left(\frac{t - t_d/2}{t_d} \right) + 2F_0 \cdot \left(\frac{t - t_d}{t_d} \right)$$

pour $t \geq t_d$

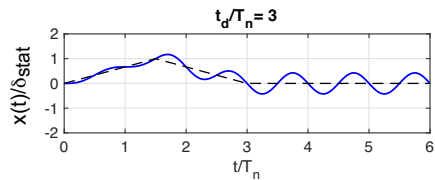
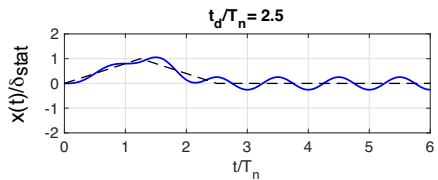
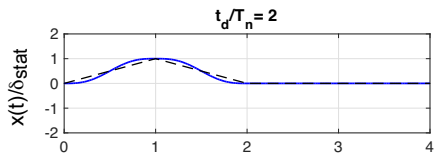
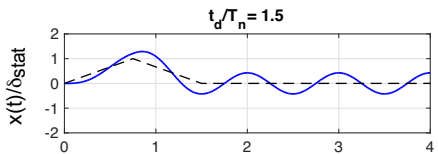
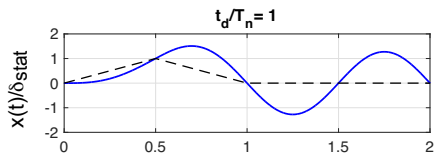
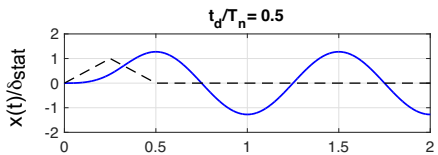
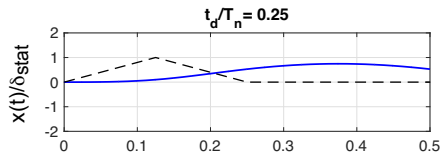
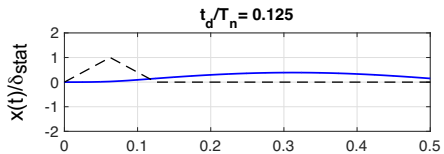
A partir de la réponse pour une force variant linéairement, la réponse se détermine en cascade:

$$x(t) = \frac{2F_0}{k} \cdot \left(\frac{t}{t_d} - \frac{\sin \omega_n t}{\omega_n \cdot t_d} \right) = 2 \cdot \delta_{\text{stat}} \cdot \left(\frac{t}{t_d} - \frac{\sin \frac{2\pi}{T_n} t}{\frac{2\pi}{T_n} \cdot t_d} \right) \quad \text{pour} \quad 0 \leq t < \frac{t_d}{2}$$

$$x(t) = 2 \cdot \delta_{\text{stat}} \cdot \left(1 - \frac{t}{t_d} - \frac{\sin \omega_n t}{\omega_n \cdot t_d} + \frac{2 \sin(\omega_n \cdot (t - t_d/2))}{\omega_n \cdot t_d} \right) \quad \text{pour} \quad \frac{t_d}{2} \leq t < t_d$$

$$x(t) = 2 \cdot \delta_{\text{stat}} \cdot \left(-\frac{\sin \omega_n t}{\omega_n \cdot t_d} + \frac{2 \sin(\omega_n \cdot (t - t_d/2))}{\omega_n \cdot t_d} - \frac{\sin(\omega_n \cdot (t - t_d))}{\omega_n \cdot t_d} \right) \quad \text{pour} \quad t \geq t_d$$

L'amplitude maximale de la réponse peut se produire en régime libre, si l'application de la force est brève ou en régime forcé avec une durée d'application suffisamment longue. La transition entre ces deux régimes correspond à une durée d'application proche de $t_d/T_n = 1$. Pour des valeurs paires d'entiers du rapport (t_d/T_n) , le système n'oscille plus après la disparition de la force.



Le spectre de réponse est similaire à celui d'une impulsion sinusoïdale. Après une partie presque linéaire et un maximum aux environs de $t_d/T_n=1$, la courbe redescend vers le cas statique ($R_d=1$), à la manière d'une bille qui rebondit sur le sol, lorsque la durée d'application de la force augmente.

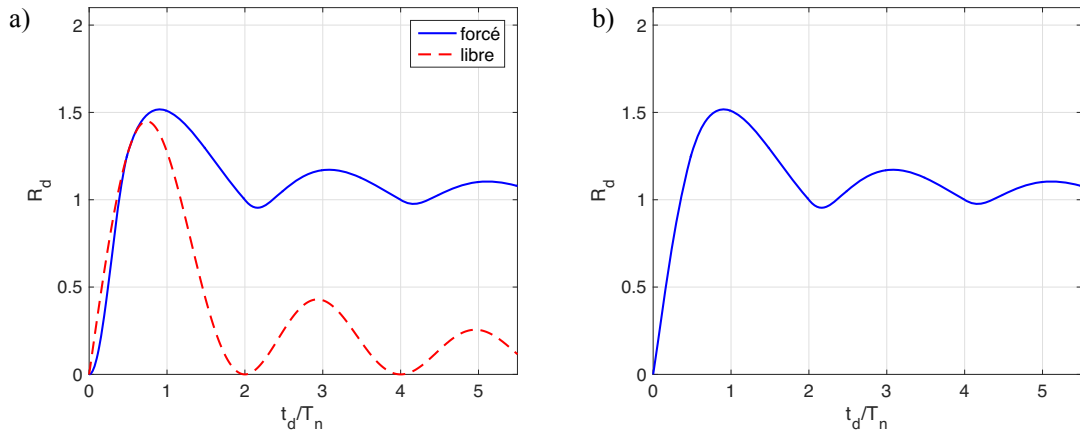


Figure 2.43: Spectre de réponse pour l'impulsion triangulaire.

2.8.4 Comparaison des spectres de réponse

L'impulsion rectangulaire est clairement la plus défavorable pour toutes les valeurs du rapport (t_d/T_n), car son spectre de réponse se situe au-dessus des deux autres.

Dans le domaine correspondant au régime libre ($t_d/T_n < 1/2$), la pente initiale des spectres de réponse est proportionnelle à l'aire comprise sous leur diagramme force-temps, c'est-à-dire à l'impulsion (I). En effet si l'on considère un temps d'application très bref, l'amplitude maximale des oscillations libres non amorties après disparition de la force est de:

$$\max|x(t)| = \frac{V_0}{\omega_n} = \frac{\int_0^{t_d} F(t) dt}{m \cdot \omega_n} = \frac{I}{m \cdot \omega_n^2} \cdot \omega_n = \frac{I}{k} \cdot \frac{2\pi}{T_n}$$

Le déplacement maximal est donc directement proportionnel à l'impulsion (I). Par conséquent, si les spectres de réponse sont normalisés pour une même aire sous les courbes force-temps (même impulsion), on peut mettre en évidence que les pentes à l'origine sont proportionnelles à l'impulsion, car elles sont égales dans cette représentation.

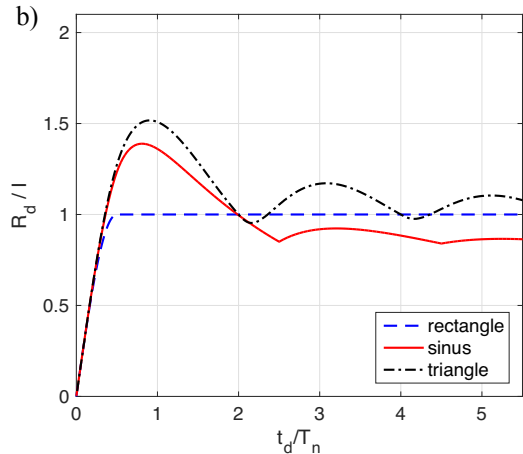
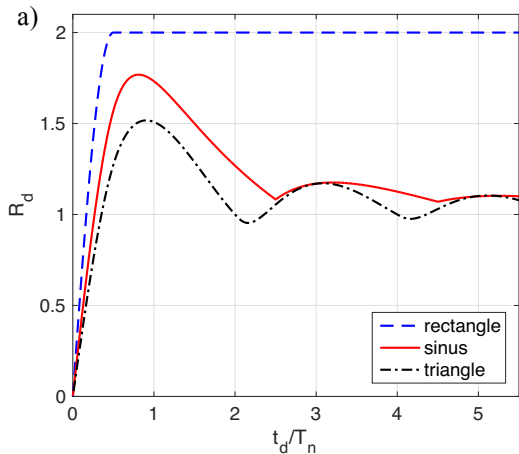


Figure 2.44: Comparaison des spectres de réponse pour une même intensité maximale F_0 de la force (a) et après normalisation (b) pour une même impulsion (aire sous la courbe).

2.8.5 Influence de l'amortissement

L'amortissement est bénéfique car il réduit le facteur d'amplification R_d . Par ailleurs, son influence est relativement faible pour les valeurs usuelles de l'amortissement dans les structures.

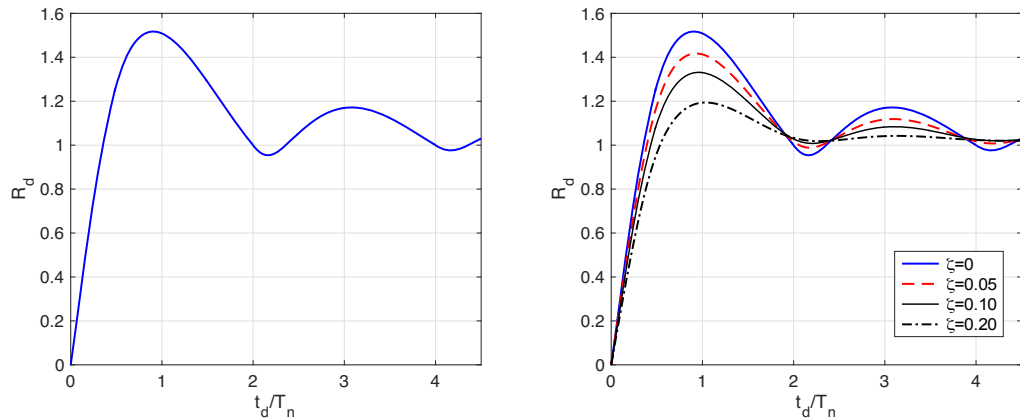


Figure 2.45: Spectres de réponse amortis (coefficient d'amortissement ζ) pour l'impulsion triangulaire.

2.8.6 Force d'explosion

Les forces d'explosion sont décrites par l'évolution rapide au cours du temps de la pression due à l'expansion des gaz libérés par la charge explosive. Une courte phase de forte pression positive et dégressive est suivie d'une phase de plus longue durée de pression négative plus faible.

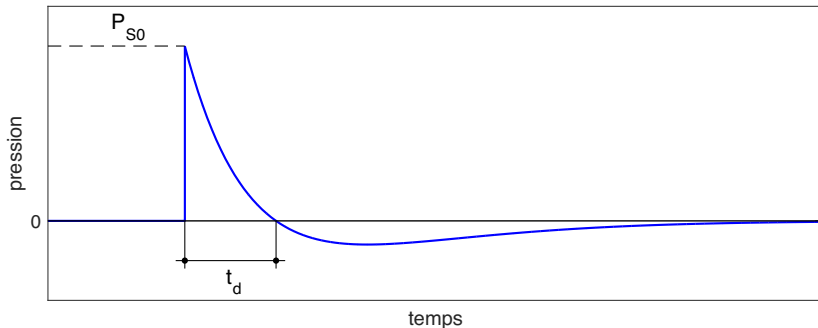


Figure 2.46: Evolution de la pression lors d'une explosion.

Pour l'analyse dynamique, l'évolution de la pression en fonction du temps est souvent simplifiée par une droite débutant avec la pression maximale (P_{S0}) et s'annulant après t_d . Les valeurs typiques de la pression maximale initiale sont de 100 à 500 mbar et celles de la durée sont de 0.05 à 0.2 s.

D'une manière générale, la réponse de la structure dépend essentiellement de la durée d'application de la force d'explosion. Le caractère de la force d'explosion peut être classé selon trois cas possibles:

- 1) impulsif, $\omega_n \cdot t_d < 0.4$ ($t_d/T_n < 0.06$)
- 2) quasi-statique, $\omega_n \cdot t_d > 40$ ($t_d/T_n > 6.4$)
- 3) dynamique, $0.4 < \omega_n \cdot t_d < 40$ ($0.06 < t_d/T_n < 6.4$)

Pour des durées d'application brèves (par rapport à la période de la structure), on se trouve dans le domaine impulsif (cas n°1). La réponse de la structure dépend uniquement de l'impulsion (aire sous la courbe) et le facteur d'amplification dynamique ne dépasse pas l'unité ($R_d < 1$).

Pour des durées d'application longues, on se trouve dans le domaine quasi-statique (cas n°2). La réponse de la structure dépend uniquement de la charge effective (maximum de la courbe).

Pour des durées d'application intermédiaires, on se trouve dans le domaine dynamique (cas n°3). Dans ce cas, une analyse dynamique temporelle est nécessaire pour déterminer la réponse de la structure.