

# Note sur l'effet Shanley

Autor(en): **Frey, François**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Schweizerische Bauzeitung**

Band (Jahr): **91 (1973)**

Heft 31

PDF erstellt am: **22.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-71953>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Par François Frey, Liège

*Le comportement exact des barres métalliques flambant par bifurcation de l'équilibre et flexion plane dans le domaine plastique a été mis à jour par le Professeur F. R. Shanley en 1946. Le présent article rappelle brièvement les contributions aux connaissances de ce phénomène et illustre de manière concrète la réalité de ce qu'on appelle aujourd'hui «l'effet Shanley».*

## 1. Introduction

On analyse dans cet article certains cas fondamentaux de flambement par flexion plane des barres, présentant ou non une imperfection géométrique initiale de l'axe (défaut de rectitude). Le matériau obéit à une loi contrainte – déformation élasto-plastique quelconque (métaux tels que l'acier, l'aluminium, etc). On se base sur la théorie classique des poutres droites (petites déformations, hypothèse de Bernoulli).

Le but du présent article est de rappeler, illustrer et, par suite, confirmer les théories du Professeur F. R. Shanley sur le flambement plastique des barres par bifurcation de l'équilibre. Par des méthodes numériques classiques, il est en effet possible de simuler sur ordinateur le phénomène réel du flambement et d'observer, de ce fait, «l'effet Shanley».

## 2. Flambement des barres

Dans les pièces réelles, le flambement est un phénomène de flexion composée, dans lequel on doit tenir compte des déplacements de la barre pour calculer les moments. Ce sont les imperfections géométriques inévitables de la pièce (courbure de l'axe) qui provoquent le phénomène d'instabilité. Au fur et à mesure que la charge augmente, les déplacements transversaux croissent, et ce d'une manière toujours plus accentuée quand la charge atteint la charge de ruine de la barre, appelée charge critique. Ce phénomène s'appelle *flambement par divergence*.

Pour l'analyser mathématiquement, on se réfère souvent à une pièce dite parfaite ou idéale, c'est-à-dire ne présentant aucune imperfection. La théorie montre que cette pièce reste rectiligne jusqu'à ce que la charge atteigne une valeur déterminée, à partir de laquelle la pièce se courbe brusquement et s'effondre sous une charge appelée également charge critique. Ce phénomène théorique se nomme *flambement par bifurcation*.

## 3. Calcul des charges critiques

La charge critique de flambement par divergence ou par bifurcation d'une barre donnée peut être calculée en résolvant les équations gouvernant le flambement de cette barre soit analytiquement, soit numériquement.

La résolution numérique, employant ordinairement les différences finies, est toujours possible, quelle que soit la complexité des imperfections de la barre (imperfections structurales ou géométriques); elle a été employée abondamment dans les travaux de la CECM<sup>1)</sup> et du CIDA<sup>2)</sup> pour établir les courbes de flambement de diverses colonnes métalliques industrielles [3] [4] [5], ainsi que dans de nombreuses recherches américaines traitant du même sujet [6].

La résolution analytique se heurte à des difficultés mathématiques rapidement insurmontables dès que l'on sort du cas élémentaire de la pièce parfaite flambant dans le domaine élastique. Il n'existe de formules explicites ni pour le flambement par divergence, ni pour le flambement par bifurcation dans le domaine plastique; cela est dû au caractère essentielle-

ment aléatoire de facteurs aussi nombreux que divers, comme par exemple la forme de la section droite, la loi contrainte – déformation ( $\sigma$ ,  $\epsilon$ ) du matériau, les contraintes résiduelles, la dispersion de la limite élastique, la forme de l'axe de la pièce, les tolérances de laminage ou de fabrication, etc.

## 4. Pièces parfaites et «effet Shanley» [7] [8]

La charge critique de flambement dans le *domaine élastique linéaire* est connue grâce à Euler depuis 1744 et est exprimée par la formule

$$(1) \quad P_{Euler} = \pi^2 EI/L^2$$

où  $E$  est le module d'élasticité linéaire (*Young*),

$I$  l'inertie correspondant au plan de flambement,

$L$  la longueur de flambement de la barre.

La charge critique de flambement dans le *domaine plastique* n'est pas exprimable mathématiquement; ce phénomène de flambement n'a été expliqué correctement qu'en 1947 par Shanley [2]. L'évolution des connaissances dans ce domaine fut la suivante:

Engesser proposa, en 1889, la formule dite du *module d'élasticité tangent*:

$$(2) \quad P_{Eng} = \pi^2 E_t I/L^2$$

Cette formule est établie de la même manière que celle d'Euler, mais en se plaçant simplement dans la zone plastique de la loi contrainte – déformation ( $\sigma$ ,  $\epsilon$ ) du matériau. En un point caractérisé par l'ordonnée  $\sigma_c$  (contrainte critique = charge critique divisée par l'aire de la section), on peut définir le module d'élasticité tangent  $E_t$  par la relation  $E_t = d\sigma/d\epsilon$  (figure 1).

On sait que la formule (2) est fautive parce qu'elle ne tient pas compte du déchargement élastique des fibres au cours de la flexion, caractérisé par la droite  $d$  (figure 1). Ce phénomène augmente la résistance de la pièce, de sorte que la vraie charge critique est supérieure à  $P_{Eng}$ .

Engesser d'abord (1895) et von Kármán ensuite (1908–1910) tentèrent de corriger cette erreur. Ils aboutirent à la conclusion qu'il fallait introduire un *module d'élasticité réduit*  $E_r$ , tenant compte simultanément de  $E$  (déchargement élastique) et  $E_t$ , et fonction de la forme de la section droite. Appliquant ensuite la théorie d'Euler, ils ont obtenu la formule

$$(3) \quad P_{Eng-vK} = \pi^2 E_r I/L^2$$

Comme  $E_r$  est toujours plus grand que  $E_t$ , cette charge critique est supérieure à celle d'Engesser.

Cette formule est également fautive, comme l'a montré Shanley en 1946 [1] [2]. En effet, pour dépasser la charge critique d'Engesser, il faut que le module d'élasticité soit plus grand que  $E_t$ , ce qui ne peut se produire que si une partie de la section transversale est déchargée, c'est-à-dire si les contraintes y diminuent. Or, ce fait signifie que la colonne commence à fléchir *avant* que ne soit atteinte la charge critique d'Engesser – von Kármán; cela est en contradiction directe avec l'établissement de la formule (3), qui est basé sur la méthode d'Euler et suppose que la barre ne fléchit qu'*après* avoir atteint la charge critique.

La formule du module d'élasticité réduit surestime donc la charge critique.

En conclusion de ses travaux, Shanley a montré que, pour une barre idéale flambant dans le domaine plastique:

<sup>1)</sup> CECM: Convention européenne de la construction métallique

<sup>2)</sup> CIDA: Centre international de développement de l'aluminium

a) la charge d'Engesser (formule (2) ci-avant) est la charge maximum pour laquelle la colonne n'a qu'une configuration d'équilibre, celle rectiligne, non fléchie;

b) au-delà de cette valeur, la colonne se met à fléchir, mais la charge augmente encore légèrement, tandis que certaines fibres se déchargent. C'est ce phénomène physique que l'on appelle *effet Shanley*;

c) la charge d'Engesser - von Kármán (formule (3) ci-avant) est une limite supérieure de la charge critique réelle, qui ne peut jamais être atteinte;

d) en général, la vraie charge critique ne sera que peu supérieure à celle d'Engesser, à cause de la décroissance rapide du module d'élasticité tangent au fur et à mesure que les contraintes augmentent.

C'est pourquoi on admet que la formule (2) représente la charge critique de flambement des pièces idéales dans le domaine plastique, et on lui donne le nom de formule d'Engesser-Shanley:

$$(4) \quad P_{Eng-Shanley} = \pi^2 E_t I / L^2$$

### 5. Mesure de l'effet Shanley

La charge critique  $P$  d'une barre parfaite flambant dans le domaine plastique obéit à l'inéquation

$$(5) \quad P_{Eng} < P < P_{Eng-vK}$$

Comme mesure de l'effet Shanley, on peut choisir le taux d'accroissement de  $P$  par rapport à  $P_{Eng}$ ; soit  $t$  ce taux; il vaut:

$$(6) \quad t = 100 (P - P_{Eng}) / P_{Eng}$$

Il n'y a évidemment pas d'expression mathématique explicite pour  $t$ . Cependant, l'effet Shanley et son intensité ont été observés:

a) expérimentalement, lors d'essais de laboratoire très soignés;

b) numériquement, lors de calculs de simulation du flambement par ordinateur.

Or, dans les deux cas, il s'agissait du phénomène de flambement par divergence; l'effet Shanley a donc lieu même dans ce type de flambement, lorsque les imperfections initiales sont très petites.

Enfin,  $t$  peut être calculé numériquement dans le cas du flambement par bifurcation.

### 6. Résultats numériques relatifs à l'effet Shanley

Les résultats qui suivent ont été obtenus parallèlement à une étude portant sur le flambement de barres en aluminium [5]. La méthode numérique employée pour calculer la charge critique d'une quelconque colonne est décrite dans l'une des références [4] ou [5].

Le matériau envisagé (aluminium) est caractérisé par sa loi contrainte - déformation ( $\sigma, \varepsilon$ ) (fig. 1); pratiquement, cette loi est déduite d'essais de compression sur tronçons courts [5], et représente, par suite, le comportement global du matériau en compression. Cette courbe ( $\sigma, \varepsilon$ ) peut être traduite mathématiquement par la loi suivante (type *Ramberg-Osgood*):

$$(7) \quad \varepsilon = \sigma/E + (\sigma/B)^n$$

Cette loi est entièrement définie par les trois paramètres  $E, B$  et  $n$  qui ont la signification suivante:

$E$  est le module d'Young à l'origine,

$n$  est le paramètre d'écroutissage,

$B$  est lié à la limite élastique  $\sigma_e$  à 0,002 par la formule [5]  $\sigma_e = B \cdot 0,002^{1/n}$ , qui permet d'écrire la loi (7) sous la forme plus classique

$$\varepsilon = \sigma/E + 0,002 (\sigma/\sigma_e)^n$$

En dérivant l'équation (7), on obtient l'expression du module d'élasticité tangent  $E_t = d\sigma/d\varepsilon$ :

$$(8) \quad E_t = E / (1 + nE\sigma^{n-1}/B^n)$$

En exprimant la formule (4) en contrainte critique, on obtient:

$$(4a) \quad \sigma_c = \pi^2 E_t / \lambda^2$$

où  $\lambda = L/i$  est l'élanement.

En éliminant  $E_t$  entre (8) et (4a), on trouve l'équation de la courbe ( $\sigma_c, \lambda$ ) donnant la contrainte critique de flambement par bifurcation, en fonction de l'élanement. Cette équation, qui peut s'écrire

$$(9) \quad \sigma_c/E + n (\sigma_c/B)^n - \pi^2/\lambda^2 = 0$$

est d'ailleurs valable aussi bien dans le domaine élastique que plastique, parce que la loi ( $\sigma, \varepsilon$ ) donnée par (7) l'est aussi.

Deux alliages d'aluminium, notés A1 et A2, à caractéristiques mécaniques nettement différentes, ont été envisagés:

A1: alliage du type aluminium-magnésium (alliage français AG4MC «Duralinox»);

A2: alliage du type aluminium-zinc-magnésium (alliage belge Al Zn Mg 1).

Les courbes ( $\sigma, \varepsilon$ ) correspondantes sont définies par les valeurs moyennes suivantes:

A1: $E = 717,11 \text{ t/cm}^2$	A2: $E = 735,67 \text{ t/cm}^2$
$B = 3,489 \text{ t/cm}^2$	$B = 4,128 \text{ t/cm}^2$
$n = 8,00$	$n = 35,78$
$\sigma_e = 1,604 \text{ t/cm}^2$	$\sigma_e = 3,470 \text{ t/cm}^2$

Ces courbes, où  $\sigma_e$  est la limite élastique à 0,2%, sont représentées aux figures 2 et 3.

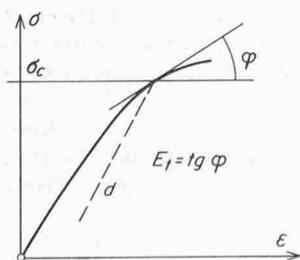


Figure 1. Courbe ( $\sigma, \varepsilon$ ) et module tangent

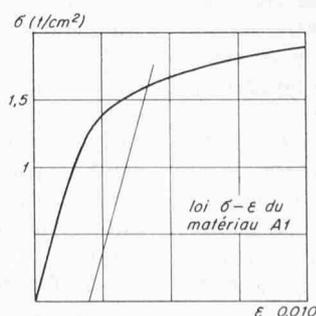


Figure 2. Courbe ( $\sigma, \varepsilon$ ) du matériau A1

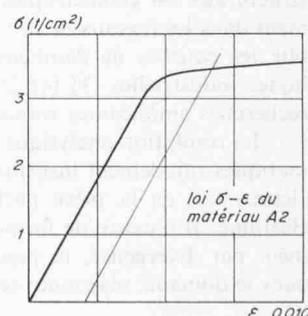


Figure 3. Courbe ( $\sigma, \varepsilon$ ) du matériau A2

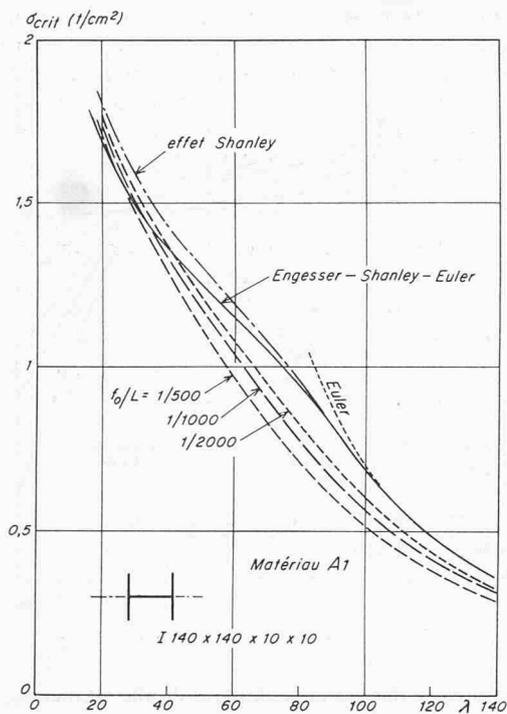


Figure 4. Courbes de flambement (matériau A1)

Les sections droites des barres étudiées sont identiques à celles employées dans la recherche décrite en [5], à savoir :

A1 : section en double-té flambant autour de l'axe d'inertie minimum (hauteur du profil et largeur de l'aile : 140 mm ; épaisseur des parois : 10 mm) ;

A2 : section tubulaire circulaire (diamètre extérieur : 95 mm ; épaisseur de la paroi : 4 mm).

Dans chaque cas, on a calculé les courbes de flambement suivantes :

- la courbe théorique de flambement par bifurcation, donnée par l'équation (9) ;
- diverses courbes de flambement par divergence ; elles sont obtenues à partir d'une barre présentant une imperfection géométrique de l'axe, ce dernier ayant initialement la forme d'un arc de sinusé ; l'intensité de l'imperfection est caractérisée

par le rapport  $f_0/L$  de la flèche initiale au centre de la barre,  $f_0$ , à sa longueur,  $L$  ;

- la courbe réelle de flambement par bifurcation, dans le domaine plastique, caractérisant l'importance de l'effet Shanley.

La courbe donnée par l'équation (9) est directement tabulée, tandis que les autres sont obtenues point par point, en résolvant numériquement sur ordinateur les équations différentielles du problème, par différences finies et par approximations successives. De ce fait, cette résolution fournit le comportement de la colonne tout au long de son chargement ; en particulier, on obtient l'évolution complète des déformations (flèches, courbures,  $\epsilon$ , ...) et des contraintes.

### 6.1 Résultats du profil I et matériau A1

La figure 4 représente les courbes de flambement annoncées. On constate que l'effet Shanley est bien marqué ; même dans le cas du flambement par divergence ( $f_0/L = 1/500$ ,  $1/1000$ ,  $1/2000$ ), la contrainte critique devient supérieure à celle d'Engesser-Shanley dans la zone des petits élancements.

Les figures 5 et 6 montrent la partie supérieure des courbes « flèche-charge » pour les élancements 30 et 40. On observe que la charge critique d'Engesser-Shanley est rapidement dépassée, et qu'au fur et à mesure que l'imperfection  $f_0/L$  décroît, les courbes tendent progressivement vers la courbe limite  $f_0/L = 0$ . Il est donc clair que l'effet Shanley se développe également dans le phénomène du flambement par divergence.

Les figures 7 et 8 illustrent la variation des contraintes normales dans la section médiane des colonnes d'élancements 30 et 40. On remarque que, comme l'avait prévu Shanley, une fois la charge  $P_{Eng-Shanley}$  dépassée, une petite zone de la section droite est aussitôt déchargée élastiquement, tandis que la colonne fléchit et que la charge augmente légèrement.

La mesure  $t$  de l'effet Shanley est donnée numériquement au tableau 1 suivant et graphiquement à la figure 9. Cette figure montre que  $t$  croît constamment lorsque l'élancement  $\lambda$  diminue, ce qui ne correspond pas aux résultats trouvés par Batterman et Johnston [6].

Enfin, pour ce matériau, l'effet Shanley peut être considéré comme très marqué.

### 6.2 Résultats du profil tube et matériau A2

La figure 10 montre les diverses courbes de flambement. A l'inverse du matériau précédent, l'effet Shanley est beaucoup

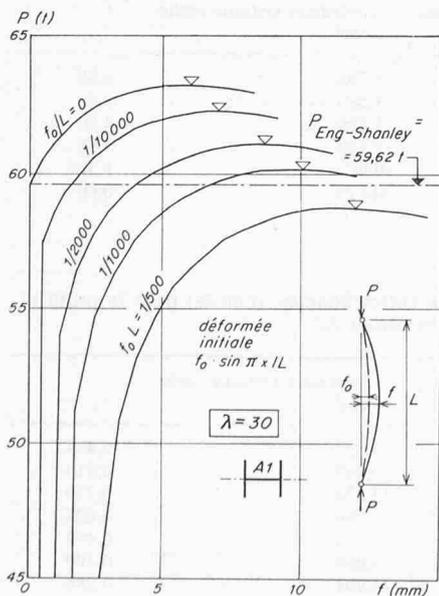
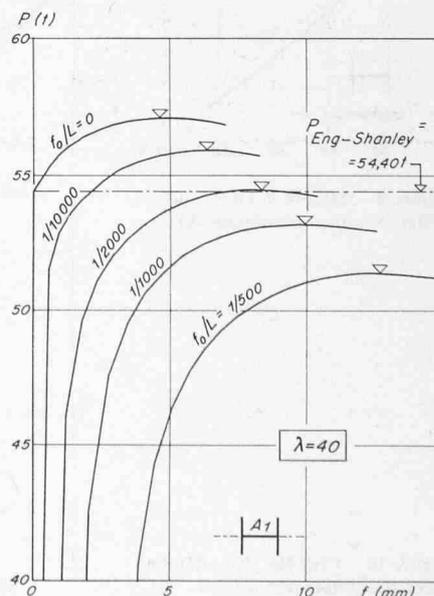


Figure 5, à gauche. Courbes flèche-charge (matériau A1 ; élancement 30)

Figure 6, à droite. Courbes flèche-charge (matériau A1 ; élancement 40)



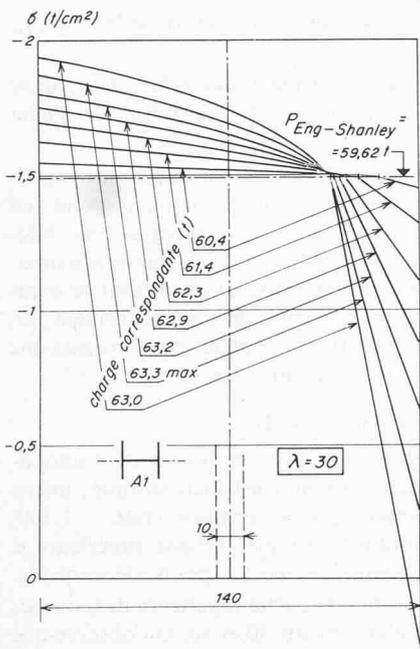


Figure 7, à gauche. Répartition des contraintes dans la section médiane (matériau A1; élancement 30)

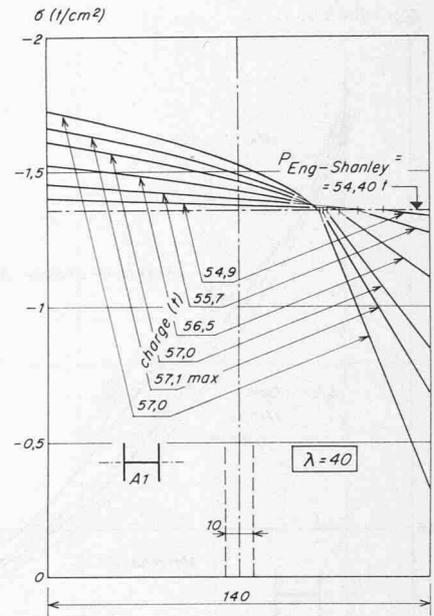


Figure 8, à droite. Répartition des contraintes dans la section médiane (matériau A1; élancement 40)

moins marqué. Cela provient essentiellement de la courbe  $(\sigma, \epsilon)$  qui, ici, présente une transition du domaine élastique au domaine plastique nettement plus brutale. On reviendra sur ce point à la remarque 6.3 ci-après.

La figure 11 montre le haut des courbes flèche – charge pour le cas de l'élancement 20.

L'importance de l'effet Shanley est donnée numériquement au tableau 2. Elle est insignifiante par rapport au matériau A1, mais comme lui, augmente lorsque l'élancement diminue. La figure 12 en donne la représentation graphique.

### 6.3 Remarque

Il est évident que l'intensité de l'effet Shanley est d'autant moins marquée que le diagramme  $(\sigma, \epsilon)$  du matériau présente:

- une transition rapide du domaine élastique au domaine plastique, marquée par un coude local entre la droite de Hooke et la zone des grands allongements,

– une courbe  $(\sigma, \epsilon)$ , dans la zone des grands allongements, peu inclinée sur l'horizontale.

C'est précisément le cas du matériau A2 par rapport au matériau A1.

A la limite, si le diagramme  $(\sigma, \epsilon)$  peut être idéalisé par deux droites  $\sigma = E\epsilon$  et  $\sigma = \sigma_e$  (fig. 13), il ne peut plus se développer d'effet Shanley, puisque la charge critique d'Engesser correspond à la plastification complète de la section et est, de ce fait, la charge maximum qui puisse être appliquée à la colonne.

### 7. Conclusion

Le présent article avait simplement pour but d'illustrer et de confirmer l'exactitude des conclusions du Professeur F.R. Shanley relatives au flambement plan des barres par bifurcation de l'équilibre, dans le domaine plastique.

De manière complémentaire, il est confirmé que l'effet Shanley est faible (quelques pour cent), qu'il dépend essentiel-

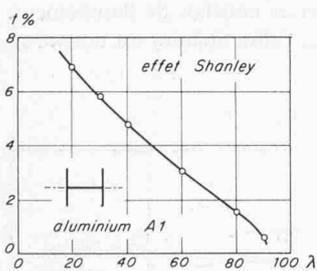


Figure 9. Mesure  $t$  en % de l'effet Shanley (matériau A1)

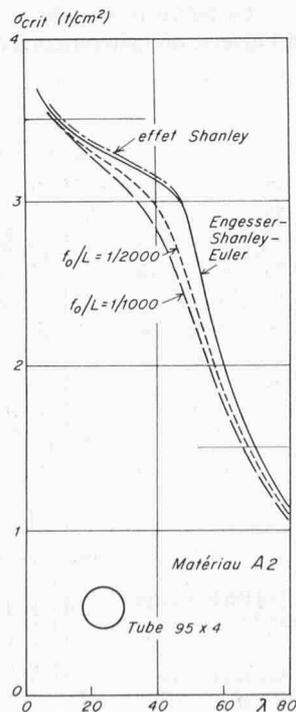


Figure 10. Courbes de flambement (matériau A2)

Tableau 1. Mesure de l'effet Shanley ( $t$  en %) pour le profil I et le matériau A1

Elancement $\lambda$	$\sigma_{Eng-Shanley}$ t/cm <sup>2</sup>	Contrainte critique réelle t/cm <sup>2</sup>	$t$ %
20	1,673	1,796	6,88
30	1,491	1,583	5,82
40	1,360	1,429	4,80
60	1,152	1,189	3,08
80	0,943	0,957	1,56
90	0,820	0,825	0,60

Tableau 2. Mesure de l'effet Shanley ( $t$  en %) pour le profil tubulaire circulaire et le matériau A2

Elancement $\lambda$	$\sigma_{Eng-Shanley}$ t/cm <sup>2</sup>	Contrainte critique réelle t/cm <sup>2</sup>	$t$ %
10	3,496	3,527	0,884
15	3,412	3,440	0,819
20	3,349	3,374	0,750
30	3,245	3,266	0,623
40	3,135	3,151	0,492
45	3,052	3,064	0,400
47,5	2,983	2,991	0,286

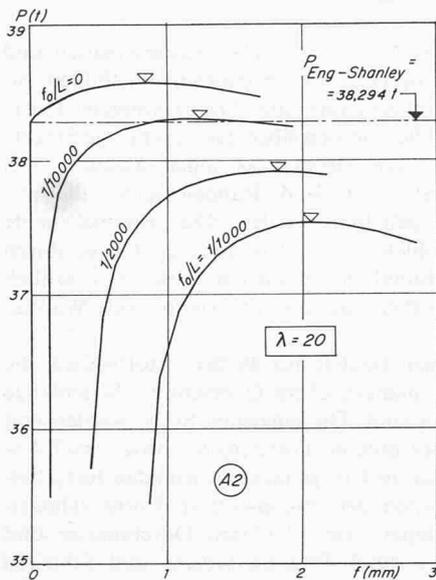


Figure 11. Courbes flèche-charge (matériau A2; élanement 20)

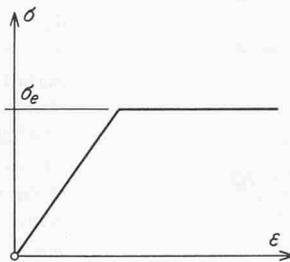


Figure 13. Courbe  $(\sigma, \epsilon)$  d'un matériau avec palier (acier)

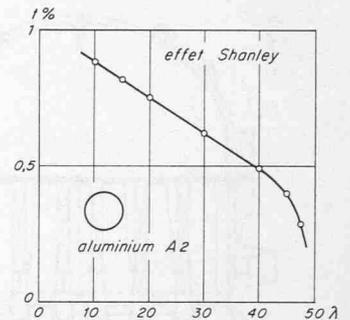


Figure 12. Mesure  $t$  de l'effet Shanley (matériau A2)

lement de la forme de la loi contrainte – déformation  $(\sigma, \epsilon)$  du matériau, et qu'il se produit aussi dans le flambement par divergence.

#### Bibliographie

- [1] Shanley F. R.: The Column Paradox. «J. Aero. Sci.», vol 13, no 12, Dec. 1946.
- [2] Shanley F. R.: Inelastic Column Theory. «J. Aero. Sci.», vol. 14, no 5, May 1947.
- [3] Beer H. et Schulz G.: Die Traglast des planmässig mittig gedrück-

ten Stabs mit Imperfektionen. «VDI-Zeitschrift» 111 (1969), Nr. 21, S. 1537–1541; Nr. 23, S. 1683–1687; Nr. 24, S. 1767–1772.

- [4] Frey F.: Calcul au flambement des barres industrielles. «Bulletin Technique de la Suisse Romande», 97e année, no 11, mai 1971, p. 239–258.
- [5] Bernard A., Frey F., Janss J., Massonnet Ch.: Recherches sur le comportement au flambement de colonnes en aluminium. Rapport CIDA, Liège-Paris, mai 1971, et Mémoires de l'AIPC, vol. 1, 1973.
- [6] Batterman R. H., Johnston B. G.: Behaviour and maximum strength of metal columns. «Proc. ASCE, Journal Struct. Division», avril 1967, pp. 205–230.
- [7] Massonnet Ch.: Réflexions concernant l'établissement de prescriptions rationnelles sur le flambage des barres en acier. «L'Ossature Métallique», no 7–8, juillet-août 1950, p. 358.
- [8] Shanley F. R.: Strength of Materials. McGraw-Hill Book, New York 1957.

Adresse de l'auteur: François Frey, ingénieur EPFL, Premier assistant du Service de Mécanique des Matériaux et Statique des Constructions (Professeur Ch. Massonnet), Université de Liège, 6, quai Banning, Liège, Belgique.

## Das erste Kernkraftwerk Österreichs

DK 621.039

Am 22. März 1971 beschlossen die Gesellschafter der Gemeinschafts-Kernkraftwerk Tullnerfeld GmbH (GKT) die Errichtung des ersten österreichischen Kernkraftwerkes mit einer Ausbauleistung von 700 MW (elektrisch). Es handelt sich um eine Anlage mit einem AEG-Siedewasserreaktor und einem Maschinensatz mit Nassdampfturbine und Kühlung durch Donauwasser. Eingehende Untersuchungen über den günstigsten Standort führten zur Wahl des Tullnerfeldes, etwa 13 km westnordwestlich der Stadt Tulln am rechten Ufer der Donau (oberhalb Wien). Die «Österreichische Ingenieur-Zeitschrift» hat ihr Novemberheft Nr. 11 des Jahrgangs 1972 einer umfassenden Darstellung dieses bedeutenden Bauvorhabens gewidmet.

Mit der betriebsfertigen Erstellung des Kernkraftwerkes ist die Gemeinschaftsunternehmung Siemens GmbH – Elin Union AG – Kraftwerk Union AG beauftragt. Mit den Aushubarbeiten wurde im Februar 1972 begonnen, die Inbetriebnahme ist im Herbst 1976 vorgesehen.

### 1. Der AEG-Siedewasserreaktor

Der Reaktor arbeitet mit hoher Leistungsdichte im Kern, ist mit normalem, vollentsalztem Leichtwasser moderiert und gekühlt und weist einen direkten Kühlmittelkreislauf auf. Er besteht im wesentlichen aus dem Druckbehälter (Bild 1) mit dem Kern, dem Wasserabscheider, dem Dampftrockner, den internen Axialpumpen und dem Antriebssystem

für die Steuerstäbe. Ein Sicherheitsbehälter, der den Reaktor umschliesst (Bild 2), hat die Aufgabe, bei Kühlmittelverlust ausserhalb des Sicherheitsbehälters das Austreten von Aktivitäten zu begrenzen, bei Verlusten innerhalb des Behälters das Freisetzen von Aktivitäten an die Umwelt zu verhindern.

#### 1.1 Der Kühlmitteleumlauf im Reaktor

Das Kühlmittel tritt durch die Speisewasserstutzen und den Speisewasserverteiler mit etwa 215 °C in den ringförmigen Saugraum der sechs internen Axialpumpen ein, die es unter die untere Gitterplatte fördern. Von hier gelangt es durch die blendenförmigen Brennelementfüsse in die von einem rechteckigen Kasten umgebenen Brennelemente, in welchen an den Oberflächen der Brennstoffstäbe die teilweise Verdampfung stattfindet und am Kernaustritt ein mittlerer Dampfblasengehalt von 67 Vol.-% erreicht wird. Anschliessend trennen Zyklone (Fliehkraftwasserabscheider) das Wasser vom Dampf, so dass dieser oben mit einer Restfeuchte von 10% austritt. Das ausgeschiedene Wasser vermischt sich im ringförmigen Raum mit dem eintretenden Speisewasser; der Dampf durchströmt den Dampftrockner, den er mit einer Restfeuchte von etwa 1,1% verlässt. Nachher tritt er über als Kurzventuridüsen wirkende Durchflussbegrenzer in vier Frischdampfleitungen hinüber. Die Begrenzer kommen bei Bruch einer Frischdampfleitung zur Wirkung, indem sie die ausströmende Dampfmenge auf das Doppelte der Normalmenge begrenzen.