

**Zeitschrift:** Schweizerische Bauzeitung  
**Herausgeber:** Verlags-AG der akademischen technischen Vereine  
**Band:** 70 (1952)  
**Heft:** 32

**Artikel:** Knickprobleme an geraden Stäben, Kreisbogensegmenten und Zylindern  
**Autor:** Juillard, H.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-59652>

#### Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

#### Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

#### Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 15.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

## Knickprobleme an geraden Stäben, Kreisbogensegmenten und Zylindern

DK 624.075.2:624.19

Von Oberingenieur H. JUILLARD, Bern

Diskussionen in der technischen Literatur über die Berechnungsweise von auf Druck beanspruchten Säulen veranlassten den Unterzeichneten vor etwa 25 Jahren, eine Studie über Knickprobleme durchzuführen, die später durch die Berechnung von auf Aussendruck beanspruchten Rohren ergänzt wurde. Obwohl die Knickformeln des geraden Stabes seit Euler (1744) bekannt sind und sich in der Praxis für die Dimensionierung von schlanken Stäben bewährt haben, werden die Grundlagen des Knickproblems hin und wieder neu diskutiert. Das Bedürfnis nach einer grundsätzlichen Abklärung, sowohl hinsichtlich der mathematischen Erfassung des Knickvorganges als auch seiner praktischen Bedeutung, scheint ihm heute noch vorhanden zu sein, was ihn zur Publikation dieser Studie veranlasst.

Ein erster Teil befasst sich mit dem geraden, axial gedrückten Stab. Es wird gezeigt, wie trotz der Eindeutigkeit und der scheinbaren Einfachheit der zu lösenden Aufgabe verschiedene Auffassungen über die grundsätzliche Problemstellung vertreten werden. Die bisher für die elastische Linie des knickenden Stabes abgeleiteten Formeln konnten nicht ohne weiteres miteinander in Einklang gebracht werden, obwohl sie schliesslich doch zu den Eulerschen Formeln führen. Mit den andern Theorien, die in der Literatur zu finden sind und zu etwas anderen Schlussresultaten führen, wollen wir uns hier nicht befassen.

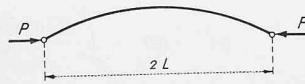
Der gegebene Nachweis der Richtigkeit der Eulerschen Formeln bringt dem Statiker nicht nur eine mathematische Befriedigung; er gibt ihm auch die Möglichkeit, ein zuverlässiges Näherungsverfahren für die praktische Lösung der Knickprobleme für veränderliche Querschnitte anzuwenden. Ferner zeigt die Analyse der Stabilität des auf Druck beanspruchten geraden Stabes den Weg für die Abklärung der wesentlich komplizierteren Probleme, welche die im zweiten Teil dieser Publikation behandelten, auf Aussendruck beanspruchten Kreisbogen und Rohre stellen.

## I. Gerader Stab

## 1. Erste Berechnung (nach Euler)

Der Mathematiker Euler kam zu der bekannten Knickformel durch das Studium der Deformation elastischer Federn, der sog. Elastica. Er leitete davon die Relation ab, die bestehen muss, damit der ursprünglich gerade elastische Stab (Länge  $2L$  und Trägheitsmoment  $J$ ) gemäss Bild 1 durch die Druckkraft  $P$  gebogen werden kann.

$$P = \frac{\pi^2 E J}{4 L^2}$$



Love («Treatise of the theory of elasticity», 1906), der die Untersuchungen von Euler wiedergibt, rechnet die Form der elastischen Linie einer axial beanspruchten Säule direkt wie folgt:

$$M = P(y_L - y) = \frac{d^2 y}{dx^2} E J$$

Durch Integration ergibt sich die Gleichung der elastischen Linie (Bild 2):

$$(1) \quad y = y_L \left( 1 - \frac{\sin [(L-x) K]}{\sin L K} \right)$$

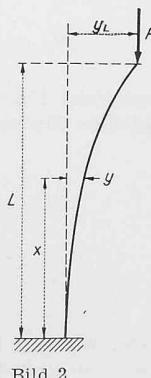
$$\text{worin } K = \sqrt{\frac{P}{E J}}$$

und  $J$  = Trägheitsmoment in der Biegungsbzw. Knickebene

Da die Säule unten eingespannt ist, muss

$$\frac{dy}{dx} = y_L \frac{K \cos [(L-x) K]}{\sin L K}$$

null werden für  $x = 0$ , woraus folgt:



$$\cos L K = 0; L K = \frac{\pi}{2}$$

$$(1a) \quad y = y_L \left[ 1 - \cos \frac{\pi x}{2 L} \right]$$

und die Knicklast wie nach Euler:

$$P = \frac{\pi^2 E J}{4 L^2}$$

Bei diesem Ergebnis mag auffallen, dass der Wert von  $y_L$  keine Rolle spielt und das Endresultat ohne nähere Überlegungen über Stabilität und Beanspruchungen erhalten wird. Dies röhrt davon her, dass die untersuchte Säule sich in einem labilen Grenzzustand befindet: die Last  $P$  und der innere Widerstand der Säule stehen theoretisch (wie bei den Federn von Euler) für einen beliebigen Wert von  $y_L$  im Gleichgewicht. Praktisch hat man es aber mit Tragkörpern zu tun, die nicht so biegsam sind wie Federn und den Biegungsspannungen, die bereits bei kleinen Werten von  $y_L$  entstehen, nicht widerstehen könnten. Die Bedeutung des in diesem Grenzfall bestehenden Zusammenhangs zwischen der Exzentrizität der Belastung und der elastischen Linie geht aus der untenstehenden dritten Berechnungsart ohne weiteres hervor.

## 2. Zweite Berechnung

Die Knicklast wird auch (beispielsweise s.Zt. in den Vorlesungen an der ETH) von der Annahme ausgehend berechnet, dass die Last von Anfang an eine Exzentrizität  $a$  gegenüber der Axe des oberen Säulenendes aufweist (Bild 3). Dadurch wird die Säule auf Biegung beansprucht, und das Biegemoment beträgt

$$M = P(a + y_L - y)$$

Die elastische Linie ergibt sich wiederum aus

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = \pm \frac{M}{E J}$$

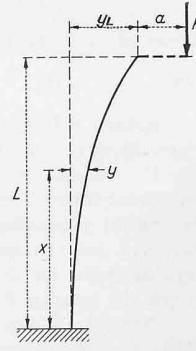


Bild 3

Durch Integration dieser Differentialgleichung und Berücksichtigung der Bedingung, dass für  $x = 0$  die Werte  $y$  und  $dy/dx$  gleich 0 sein müssen, ergibt sich:

$$y = (y_L + a)(1 - \cos K x)$$

$$y_L = (y_L + a)(1 - \cos K L)$$

woraus durch Elimination von  $y_L$  die Gleichung der elastischen Linie

$$(2) \quad y = a \frac{1 - \cos K x}{\cos K L}$$

Die Durchbiegung  $y$  wächst, wenn der Nenner  $\cos K L$  abnimmt, d. h. wenn  $K L$  zunimmt, und sie wird unendlich gross für  $K L = \pi/2$ . Die entsprechende Belastung wird als Knicklast bezeichnet und beträgt wiederum wie nach Euler

$$P = \frac{\pi^2 E J}{4 L^2}$$

Es ist ersichtlich, dass der Ausdruck für die elastische Linie  $y$  nach der Formel (2) wesentlich anders ausfällt als nach der Formel (1) bzw. (1a). Identität wäre nur für  $y_L = a \cos K L$  vorhanden;  $\cos K L$  ist aber null.

Unbefriedigend bei dieser Ableitung der Knicklast ist besonders die Rolle des Koeffizienten  $a$ . Man weiss deshalb nicht, ob er in Zusammenhang mit einer praktisch unvermeidlichen Exzentrizität der Lage des Angriffspunktes der Kraft oder mit einem Form-, bzw. Materialfehler der Säule gebracht werden muss und ob eine ideale Säule, für welche  $a = 0$  wäre, nie knicken würde. Ferner bleibt unabgeklärt, ob das Knicken

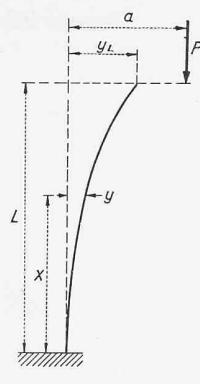


Bild 4

erst erfolgt, wenn  $P$  den obenstehenden Grenzwert erreicht, das heisst, wenn die Durchbiegung auf der ganzen Säulenlänge unendlich gross ist, oder ob bereits kleinere Werte von  $P$  die Stabilität gefährden.

### 3. Dritte Berechnung

Mit dieser soll nun in sehr einfacher Weise eine befriedigende Begründung der Eulerschen Formel dargelegt werden. Wie aus Bild 4 hervorgeht, wird gleich wie im obenstehend behandelten Fall von einer Exzentrizität  $a$  der Belastung  $P$  gegenüber der geraden Stabaxe ausgegangen. Zunächst bewegt sich  $P$  aber nicht mit dem beweglichen oberen Ende der Säule. Das Biegunsmoment infolge der Exzentrizität  $a$  im Punkte mit der Ordinate  $x$  des Stabes beträgt

$$M = P(a - y)$$

Durch Benützung der gleichen Relationen und Bedingungen wie in der zweiten Berechnung ergibt sich sukzessiv

$$K = \sqrt{\frac{P}{EJ}}; \quad \frac{dy}{dx} = \frac{P(a - y)}{EJ}$$

für  $x = 0; y = 0$  und  $\frac{dy}{dx} = 0$

$$y = a(1 - \cos Kx)$$

Die Durchbiegung des obersten Säulenpunktes infolge der Kraft  $P$  und der Exzentrizität  $a$  ergibt sich zu

$$(3) \quad y_L = a(1 - \cos KL)$$

Setzen wir nun voraus, dass die Last  $P$  und mit ihr das Produkt  $KL$  von 0 aus zunimmt: die Durchbiegung  $y_L$  ist 0 für  $P = 0$  und erreicht den Wert  $a$  für  $\cos KL = 0$ . Für den entsprechenden Wert  $K = \pi/2L$  hat sich also der obere Punkt der Säule gegenüber der ursprünglichen Lage im unbelasteten Zustand seitlich um den Betrag  $y_L = a$  verschoben. In diesem Moment ist der Gleichgewichtszustand erreicht, von welchem im letzten Satz des Abschnittes 1 die Rede ist.

Nimmt  $K$ , das heisst  $P$  noch weiter zu, so sind dann zwei Fälle zu unterscheiden; entweder bleibt die Last  $P$  im Abstand  $a$  von der ursprünglichen Stabaxe oder sie beginnt mit dem oberen Ende des Stabes zu wandern. Im ersten Falle liegt nur ein gewöhnliches Biegunsmoment, im zweiten hingegen ein reines Stabilitätsproblem, das uns allein interessieren kann, vor. Wenn  $y_L$  nach Formel (3) für Werte von  $KL > \pi/2$  grösser als  $a$  wird und mit dem oberen Ende der Säule wandert, lässt sich der Vorgang am einfachsten stufenweise verfolgen. Bei jeder Stufe wird für  $a$  der letzte für  $y_L$  erhaltene Wert eingesetzt.

$$y_1 = a(1 - \cos KL); \quad y_2 = y_1(1 - \cos KL)$$

$$y_3 = a(1 - \cos KL)^2; \quad y_n = y_{n-1}(1 - \cos KL)$$

$$y_n = a(1 - \cos KL)^n$$

Da der Klammerausdruck für  $KL > \pi/2$  grösser als 1 ist, nimmt  $y_L$  mit  $n$  automatisch zu.

Damit die Säule unter der Last  $P$  stabil bleibt, darf also die Durchbiegung, welche durch eine Exzentrizität der Belastung  $a$  verursacht wird, den Wert  $a$  nicht erreichen. Mit andern Worten muss das Verhältnis  $y_L/a$  stets kleiner als 1 bleiben. Auch bei einem vollständig geraden, in jeder Beziehung fehlerfreien und homogenen Stab genügt also eine unendlich kleine Exzentrizität der Kraft, um den Stab zum Knicken zu bringen, sobald das Verhältnis  $y_L/a = 1$  erreicht wird. Diesem Verhältnis entspricht die Bedingung  $\cos KL = 0$ , woraus der Wert der Knicklast folgt zu

$$P = \frac{\pi^2 E J}{4 L^2}$$

Damit wird die Euler'sche Knickformel in einer nun voll befriedigenden Weise bestätigt. Es war dabei nicht notwen-

dig, auf unendlich grosse Durchbiegungen oder fehlerhafte Zentrierungen der Belastung abzustellen. Die sich bei dieser Berechnung ergebende Definition der Knickstabilität steht in vollständigem Einklang mit den Grundbegriffen der Statik; die Stabilitätsbedingung hängt nicht von der Festigkeit des Materials, sondern nur vom Elastizitätsmodul und selbstverständlich vom Querschnitt der Säule ab. Sie wird belanglos, wenn die Materialfestigkeit vor dem Erreichen der Knicklast erschöpft ist.

### 4. Vierte Berechnung

Hier wird ein Verfahren mit progressiven Annäherungen angewendet, das auf elementaren Regeln der Statik beruht und in Frage kommt, wenn eine mathematische Behandlung durch Integration von Differentialgleichungen nicht möglich ist. Untersucht wird zunächst die einfache gerade Säule mit konstantem Querschnitt, wie in den Berechnungen 1 bis 3, und in Anlehnung an die Berechnung 3.

Die Belastung  $P$  wirkt im Abstand  $a$  von der Säulenaxe und erzeugt in der undeformierten Säule das Biegunsmoment  $M_I = Pa$ . Unter diesem deformaert die Säule und kommt in die Lage I (Bild 5). Die entsprechende Ordinate  $y_I$  im Punkte  $m$  mit der Ordinate  $x$  wird mit Hilfe des Prinzips der virtuellen Arbeit durch Anbringung einer horizontalen Kraft  $H = 1$  berechnet; die virtuelle Arbeit dieser äusseren Kraft ist gleich der Summe der virtuellen Deformationsarbeit des Trägers:

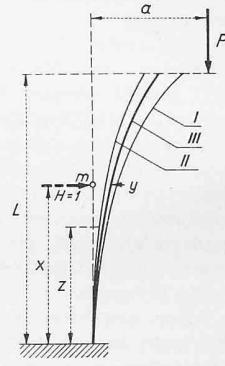


Bild 5

$$y_I = \int_0^x \frac{MM_H}{EJ} dz; \quad M_H = (x - z)$$

$$y_I = \int_0^x \frac{Pa(x-z)}{EJ} dz = \frac{Pa}{EJ} \frac{x^2}{2} = K^2 a \frac{x^2}{2}$$

Der Wert  $y_I$  ist grösser als die effektive Durchbiegung: infolge der Säulendeformation reduziert sich das in Rechnung zu setzende Biegunsmoment und zwar in zweiter Annäherung im Punkt  $x$  um das Entlastungsmoment

$$M_{II} = -y_I P = -K^2 a \frac{x^2}{2} P$$

Die entsprechende Durchbiegung kann wie oben mit Hilfe der virtuellen Kraft  $H = 1$  bestimmt werden.

$$y_{II} - y_{III} = \int_0^x \frac{K^2 a z^2 P (x-z)}{2EJ} dz \\ = a \frac{K^4 x^4}{24}$$

Die so erhaltene Biegelinie II bedingt ihrerseits wiederum eine Änderung des Biegunsmomentes, aber im anderen Sinne,  $y_{II} - y_{III}$  wird negativ. Die sukzessiven Korrekturen werden also immer kleiner mit alternativ wechselnden Vorzeichen.

Es lässt sich zeigen, dass die  $(n-1)$  te Korrektur die Form

$$y_{n-1} - y_n = \pm \frac{a K^{2n-2} x^{2n-2}}{(2n-2)!}$$

aufweist. Durch den Uebergang von  $y_n$  auf  $y_{n+1}$  ergibt die gleiche Methode

$$y_n - y_{n+1} = \pm \int_0^x \frac{a K^{2n-2} 2^{2n-2} P (x-z)}{(2n-2)! EJ} dz \\ = \pm \frac{a K^{2n} x^{2n}}{(2n)!}$$

Der Wert ist identisch mit dem obenstehenden, wenn das Vorzeichen geändert und  $n-1$  durch  $n$  ersetzt wird.

Die Relation stimmt also für alle Werte von  $n$  und führt beim Einsetzen von  $n = 1$  bis  $\infty$  zur Reihe

$$y = a \frac{K^2 x^2}{2} - a \frac{K^4 x^4}{24} + a \frac{K^6 x^6}{720} \dots$$

Diese Reihe ist nichts anderes als  $a(1 - \cos Kx)$ , woraus

$$(3) \quad y = a(1 - \cos Kx) \quad \text{und}$$

$$y_L = a(1 - \cos KL)$$

Diese Formel für die Durchbiegung ist mit der in der dritten Berechnung abgeleiteten identisch. Es ist nun möglich, die Genauigkeit der sukzessiven Annäherungswerte anhand des mathematischen Endresultates zu bestimmen. Für das Verhältnis  $y/a = 1$ , das der Knickbelastung entspricht, ergeben sich aus der Reihenentwicklung

$$\frac{y}{a} = 1 = \frac{K^2 L^2}{2} - \frac{K^4 L^4}{24} + \frac{K^6 L^6}{720} \dots$$

die sukzessiven Werte von  $K$  und  $P$ .

$$1. \text{ Annäherung}, n = 1; \quad K^2 = \frac{2}{L^2}; \quad P = \frac{2EJ}{L^2}$$

$$2. \text{ Annäherung}, n = 2; \quad K^2 = \frac{2,54}{L^2}; \quad P = \frac{2,54 E J}{L^2}$$

und zum Vergleich der genaue Wert

$$K^2 = \frac{\pi^2}{4L^2}; \quad P = \frac{2,47 E J}{L^2}$$

Die erste Annäherung gibt eine um 19 Prozent zu geringe Knicklast.

Da der Sicherheitskoeffizient einer zu dimensionierenden Säule dem Berechnungsverfahren angepasst werden kann, wird in vielen Fällen diese erste Annäherung genügen. Die zweite weist nur noch einen Fehler von 3 Prozent und die dritte einen solchen von 0,25 Prozent auf.

Das Verfahren lässt sich für die Kontrolle der Knicksicherheit von Säulen mit veränderlichen Querschnitten anwenden. Es wird gleich wie soeben für die mathematische Berechnung von  $y_I$ ,  $y_{II} - y_I$  ... abgeleitet, vorgegangen. Die einzelnen Beträge  $\frac{Pa(x-z)}{EJ}$  usw. müssen aber für einige Werte von  $x$  zwischen 0 und  $L$  gerechnet, graphisch aufgetragen und das Integral muss durch Planimetrieren ermittelt werden. Der Sicherheitskoeffizient gegenüber der Knicklast ergibt sich direkt aus dem Verhältnis  $a/y_L$ , wobei von Anfang an für den Wert  $a$  die Längeneinheit im gewählten Maßstab gesetzt werden kann.

## II. Kreiszylinder

### a) Voller Kreiszylinder

Das Knicken von kreisförmigen Hohlkörpern, die durch einen gleichmäßig verteilten, radialen Aussendruck belastet werden, ist in vielen Beziehungen identisch mit demjenigen des auf axialen Druck beanspruchten Stabes. In beiden Fällen wird das Knicken durch eine Deformation, die man sich so klein als möglich vorstellen muss, eingeleitet. Für einen bestimmten Grenzwert der Belastung, die sog. Knicklast, wird jene, wenn auch unendlich kleine Exzentrizität der Drucklinie automatisch vergrössert und somit das System unstabil.

Der unterhalb der Knickgrenze gleichmäßig belastete Kreisring erleidet nur eine in allen Punkten gleich grosse radiale Deformation, die ohne Einfluss auf die Beanspruchung ist. Bei Erreichung der Knickgrenze erfolgt ein Ausweichen nach innen und nach aussen in gleichem Masse, ohne dass in diesem Augenblick die Länge des Zylindermantels eine Änderung erfährt. In diesem Zustand dürften die Durchbiegungen mit genügender Genauigkeit als nur von den Biegungsmomenten abhängig (wie beim geraden Stab) betrachtet werden. Maurice Lévy gab die Lösung dieses Knickproblems 1884 bekannt. Die Relation zwischen der Durchbiegung  $y$  und dem Biegungsmoment  $M$  ergibt sich aus der bekannten Formel:

$$\frac{d^2 y}{r^2 dx^2} + \frac{y}{r^2} = \frac{M}{EJ} = \frac{p r y}{EJ}$$

$y$  weist die allgemeine Form auf

$$(4) \quad y = y_0 \cos(nx + c)$$

wodurch  $n$  eine ganze Zahl sein muss, damit  $y$  den gleichen Wert für  $x = 0$  und für  $x = 2\pi$  aufweisen kann;  $c$  ist eine Konstante und wird null wenn  $y = y_0$  für  $x = 0$ . Durch Einsetzen des Wertes  $y$  in die Differentialgleichung (4) ergibt sich die Bedingung

$$\frac{p r^3}{EJ} = n^2 - 1$$

Wenn diese erfüllt ist, steht der Zylinder, der  $n$  Deformationswellen der Amplitude  $\pm y_0$  aufweist, mit dem äusseren Druck  $p$  im Gleichgewicht. Wie beim axial belasteten geraden Stab handelt es sich aber um einen Grenzzustand, und das Gleichgewicht ist bereits für unendlich kleine Werte von  $y_0$  labil, sobald die Belastung  $p$  den Grenzwert erreicht:

$$(4a) \quad p_k = \frac{EJ}{r^3} (n^2 - 1)$$

Die schematische Form der elastischen Linie des Zylinders unter dem Druck  $p = p_k$ , also unmittelbar vor dem Knicken, ist aus Bild 6 für  $n = 2$  und  $n = 4$  ersichtlich, wobei in Wirklichkeit die Deformation unendlich klein ist.

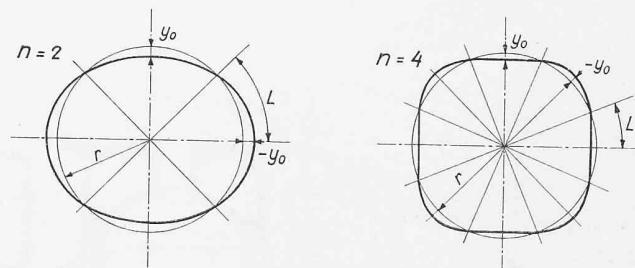


Bild 6

Die Lösung mit  $n = 1$  kommt nicht in Frage. In diesem Falle würde die elastische Linie kreisförmig bleiben und der ganze Zylinder lediglich die seitliche Bewegung  $y_0$  erfahren.  $n$  muss also mindestens gleich 2 sein, wofür sich die kleinste äussere Belastung, die das Knicken verursachen kann, ergibt zu

$$(4b) \quad p_k = \frac{3EJ}{r^3}$$

Für den Zylinder ohne Aussteifungen mit Wandstärke  $e$  ergibt sich:

$$p_k = \frac{E}{4} \left( \frac{e}{r} \right)^3$$

Die Knicklast eines durch Aussendruck belasteten, nicht ausgesteiften Rohres wächst demnach mit der dritten Potenz des Verhältnisses der Wandstärke zum Radius.

Wenn in Analogie mit dem geraden Stab (Bild 1) die halbe Knicklänge mit  $L$  bezeichnet wird, so ist

$$2Ln = \pi r \quad \text{und} \quad n = \frac{\pi r}{2L}$$

Durch Einsetzen von  $n$  in die Formel (4a) ergibt sich

$$p_k = \frac{EJ}{r^3} \left( \frac{\pi^2 r^2}{4L^2} - 1 \right)$$

oder die Ringkraft, unter welcher das Knicken erfolgt

$$(4c) \quad P_k = p_k r = EJ \left( \frac{\pi^2}{4L^2} - \frac{1}{r^2} \right)$$

Für einen Kreis mit unendlich grossem  $r$ , also einen geraden Stab, ergibt sich wiederum

$$P_k = \frac{\pi^2 E J}{4L^2}$$

Dies ist der Wert, der direkt für den geraden Stab abgeleitet wurde.

### b) Kreissegmente

Schlanken Bogen, deren Axe mit der Seillinie der Belastung zusammenfällt, können Knickerscheinungen aufweisen.

Die beiden Segmente eines gleichmässig belasteten Dreigelenkbogens verhalten sich gleich wie die entsprechenden Teile eines vollen Kreiszylinders, solange ihre Axen im belasteten Zustand auf dem gleichen Kreis bleiben. Die Gelenke spielen die Rolle der Wendepunkte bei der Knickdeformation des Zylinders (siehe Bild 6), und die Knickbelastung kann ohne weiteres mittels der Formel (4b) bestimmt werden. In dieser Formel bezieht sich der Wert  $2L$  auf die Länge eines Bogensegmentes zwischen zwei Gelenken.

In allen belasteten, statisch unbestimmten Bogen treten Biegungsmomente und Verformungen auf, die wesentlich unübersichtlichere Verhältnisse als beim zentrisch belasteten geraden Stab oder beim gleichmässig belasteten Kreiszylinder schaffen. Im Endeffekt sind aber die Knickerscheinungen die gleichen.

Fortsetzung folgt

## Neuer Sulzer-Zweitakt-Schiffsmotor

DK 621.436:629.12

Die bestbewährten Zweitakt-Schiffsmotoren, die die Firma Gebrüder Sulzer, Aktiengesellschaft, Winterthur, seit vielen Jahren in ihren eigenen Werken in Winterthur baut und die auch bei zahlreichen Lizenznehmern in grosser Zahl

und bis zu sehr hohen Leistungen hergestellt werden, weisen kräftige gusseiserne Grundrahmen und Gestelle auf, die dem Motor die nötige Stabilität verleihen. Bei einzelnen Lizenznehmern, namentlich in England, bereitete die Beschaffung dieser Gusstücke etwelche Schwierigkeiten, die bei einer durch Schweißung zusammengefügten Blechkonstruktion nicht bestehen. Diese Ausführungart bietet sonst keine wesentlichen Vorteile. Bei den grossen in Frage kommenden Leistungen beträgt die Gewichtersparnis nur 15 bis 20 %, und die Herstellungskosten können je nach der Leistungsfähigkeit der Giesserei bei Gussausführung nicht unbeträchtlich unter denen bei geschweißter Ausführung liegen. Bei dieser Sachlage stellte sich den Konstrukteuren die Aufgabe, einen Motor zu entwerfen, dessen Hauptteile sowohl in Stahlblech als auch in Gusseisen ausgeführt werden können und zwar unter Berücksichtigung der Leistungsfähigkeit der Werkstätten der verschiedenen hierfür in Frage kommenden Lizenznehmer.

Der in den Winterthurer Werkstätten ausgeführte Prototyp, der gegenwärtig auf dem Prüfstand den erforderlichen Probeläufen und Messungen unterzogen wird, ist von der Firma A. Stephen & Sons, Glasgow, bestellt worden, die gleichzeitig den Zwillingsmotor und die Schale des schnellen Frachtschiffes baut, für das die beiden Motoren bestimmt sind. Auftraggeber des Schiffes ist die New Zealand Shipping Co. Die beiden Motoren arbeiten über elektromagnetische Kupplungen auf ein gemeinsames Reduktionsgetriebe von 225/100 U/min, das die Propellerwelle antreibt. Ihre Hauptdaten sind:

Bohrung	580 mm
Hub	760 mm
Zylinderzahl	10
Dauerleistung	$2 \times 4500$ PSe
Leistungsgewicht:	
des Motors allein	40 kg/PSe
Motor, Getriebe,	
Kupplungen	50 kg/PSe

Bei der Konstruktion waren die bewährten Grundsätze massgebend, die Sulzermotoren von jener kennzeichneten, nämlich grosse Betriebssicherheit und Dauerhaftigkeit. Sie führten zur Beibehaltung des Kreuzkopfes. Mitbestimmend war dabei die Rücksicht auf die Verwendung von billigem Schweröl als Treibstoff, dessen Verbrennungsprodukte sich möglichst nicht mit dem Schmieröl für das Triebwerk mischen dürfen. Zu diesem Zweck

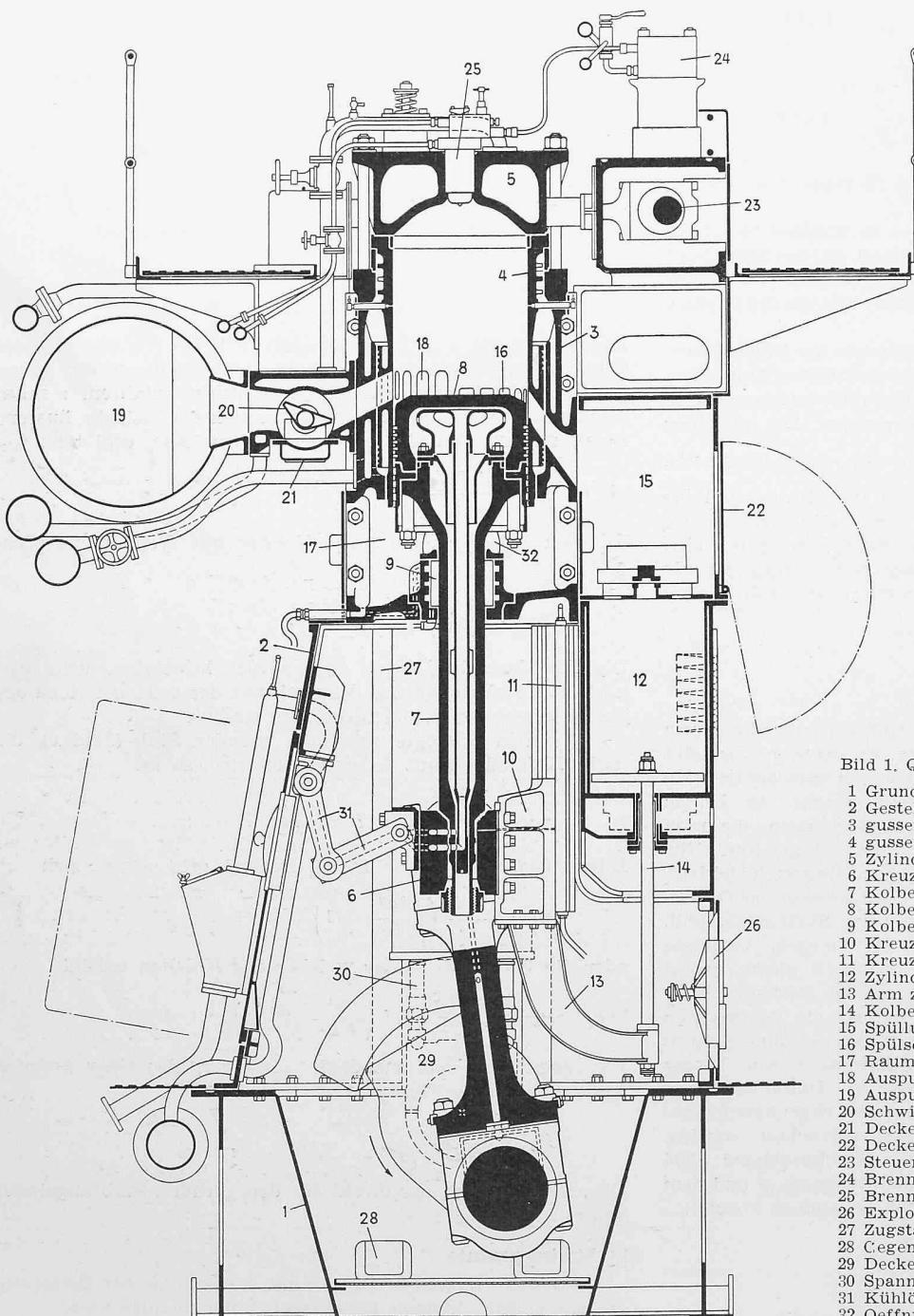


Bild 1. Querschnitt, Maßstab 1:30.

- 1 Grundrahmen (geschweisst)
- 2 Gestell (geschweisst)
- 3 gusseiserner Zylindermantel
- 4 gusseiserner Zylinder-Laufbüchse
- 5 Zylinderdeckel
- 6 Kreuzkopf
- 7 Kolbenstange
- 8 Kolben
- 9 Kolbenstangen-Stopfbüchse
- 10 Kreuzkopf-Gleitschuh
- 11 Kreuzkopf-Geradeführung
- 12 Zylinder der SpülLuftpumpe
- 13 Arm zum Antrieb der SpülLuftpumpe
- 14 Kolbenstange der SpülLuftpumpe
- 15 SpülLuft-Receiver
- 16 Spülslitze in 4
- 17 Raum unter dem Kolben
- 18 Auspuffschlitze in 4
- 19 Auspuffleitung
- 20 Schwingschieber
- 21 Deckel zu 20
- 22 Deckel zu 15
- 23 Steuerwelle
- 24 Brennstoffpumpe
- 25 Brennstoffventil
- 26 Explosionsklappe
- 27 Zugstangen zur Verbindung von 3 mit 1
- 28 Gegenmuttern zu 27
- 29 Deckel zum Kurbelwellenlager
- 30 Spannschrauben zu 29
- 31 Kühlözufluss zu 8
- 32 Oeffnung zur Verbindung der Räume 17