Die Einsetzung des Southwell-Skanschen Lösungsansatzes ergibt zwischen den Wellenzahlen k und λ wiederum die Bedingungsgleichung:

$$\varrho\, k^4 a^4 + 2\,\mu\, k^2 a^2 \lambda^2 + \lambda^4 - \frac{2\,\tau}{D_2}\, k\, a^3 \lambda = 0 \quad . \quad . \quad (7\mathrm{b})$$

Setzt man nun:

$$\varrho\, k^4 a^4 = \varkappa_1^4,$$

so liegt es nahe, als weitere zusammenfassende Größe einzuführen:

$$\frac{\tau\, a^2}{D_2 \sqrt[4]{\varrho}} = \tau_1, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (37)$$

wodurch Gleichung (7b) übergeht in:

$$\varkappa_1^4 + \frac{2\,\mu}{\sqrt{\varrho}}\, \varkappa_1^2 \lambda^2 + \lambda^4 - 2\,\tau_1\, \varkappa_1\, \lambda = 0 \quad . \quad . \quad . \quad (7\mathrm{c})$$

so daß nunmehr der Parameter ϱ der verhältnismäßigen Biegungssteifigkeit nur implicite, und zwar in den Größen $\varkappa_1$ und τ_1 enthalten ist.

In Gleichung (7c) kann man jetzt $\mu = 0$ setzen, d. h. die Torsionssteifigkeit vernachlässigen und $(\tau_1)_{\min}$ für variierende $\varkappa_1$ und λ, d. h. für die der Differentialgleichung (26) ohne μ-Glied genügenden Wölbungsformen ermitteln, und zwar auf einem ganz analogen Wege wie in Mitt. I.

Ist dies geschehen, so kann analog wie in den §§ 7 und 8 dieser Mitteilung die Voraussetzung $\mu = 0$ fallen gelassen werden und analog angesetzt werden:

$$\tau_1(\varkappa_1, \mu) = \tau_1(\varkappa_1, 0) + T_1 \frac{\mu}{\sqrt{\varrho}}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (38)$$

da $\frac{\mu}{\sqrt{\varrho}}$ die einzige Verbindung ist, in der die Größe μ in der vollständigen Gleichung (7) auftritt.

Es zeigt sich also, daß man von den Eigenfunktionen und Eigenwerten für $\varrho^* = 0$ und μ beliebig groß nach der gegebenen Darstellung der Formel (29) nicht unmittelbar zu dem Fall $\mu = 0$ (d. h. zu verschwindender Torsionssteifigkeit) übergehen kann und auch umgekehrt nicht von $\mu = 0$ zu $\varrho = 0$, sondern daß die Potenzentwicklung im ersteren Falle nur nach $\varrho^* = \frac{\varrho}{4\,\mu^2}$, im zweiten Falle nur nach $\frac{\mu}{\sqrt{\varrho}}$ möglich ist.

Bemerkung bei der Korrektur. In Fortführung der in den Mitt. I und II angegebenen Betrachtungen hat Herr E. Seydel die Untersuchungen zum Problem der Knickung des anisotropen Plattenstreifens erheblich vervollständigt und zu einem gewissen Abschluß gebracht. Seine uns im Manuskript vorliegende und in dem Jahrbuch der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt (DVL) 1930 sowie in Bd. 8 der »Luftfahrtforschung« als 195. DVL-Bericht demnächst zum Abdruck gelangende Arbeit bestätigt die Berechtigung (für die praktischen Anwendungen) der in den § 8 und 10 dieser Mitt. II niedergelegten Methode, die darin bestand, daß man nur die linearen Glieder berücksichtigte.

Durch Anwendung der Ergebnisse der §§ 6, 8, 10 (S. 481 der Mitt. I, S. 307 ff. der Mitt. II) über den (algebraisch-) analytischen Charakter der in der Arbeit vorkommenden Größen, betrachtet als Funktionen von μ und ϱ, hat nämlich Herr Seydel die für $\tau_{\min}$ und l aus umfangreichen Rechnungen erhaltenen Werte durch Abschnitte der Potenzreihen (29) [für $\varrho < \mu^2$] bzw. von (36) [für $\varrho > \mu^2$] sehr bequem approximieren können.

Nach seinen Ergebnissen zeigte es sich, daß schon die Koeffizienten der Glieder zweiten Grades verhältnismäßig klein sind und die Größenordnung der Koeffizienten der Glieder von höheren als der zweiten Potenz schon außerhalb der Genauigkeit der durchgeführten Rechnungen liegt.

Herrn Seydels Resultate lauten:

A. Für $\varrho < \mu^2$ ist [in guter Übereinstimmung mit (29a) und (36)]:

$$\frac{\tau_{\min}\, a^2}{D_2 \sqrt{2\,\mu}} = 8{,}3 + 6{,}1 \left(\frac{\varrho}{4\,\mu^2}\right) - 7{,}9 \left(\frac{\varrho}{4\,\mu^2}\right)^2$$

$$\frac{l}{a\sqrt{2\,\mu}} = 2{,}72 + 3{,}22 \left(\frac{\varrho}{4\,\mu^2}\right).$$

B. Für $\varrho > \mu^2$:

$$\frac{\tau_{\min}\, a^2}{D_2 \sqrt[4]{\varrho}} = 8{,}125 + 5{,}64 \left(\frac{\mu}{\sqrt{\varrho}}\right) - 0{,}6 \left(\frac{\mu}{\sqrt{\varrho}}\right)^2$$

(vgl. dazu die Formeln (37) und (38)) und

$$\frac{l}{a\sqrt[4]{\varrho}} = 4{,}1 + 0{,}88 \frac{\mu}{\sqrt{\varrho}}.$$

Außer dem von uns behandelten Fall der freien Auflagerung erledigt Herr Seydel auch den Fall der starren Einspannung am Rande.

Für diesen Fall erhält er:

A. $$\frac{\tau_{\min}\, a^2}{D_2 \sqrt{2\,\mu}} = 13{,}15 + 16{,}6 \left(\frac{\varrho}{4\,\mu^2}\right) - 26 \left(\frac{\varrho}{4\,\mu^2}\right)^2$$

$$\frac{l}{a\sqrt{2\,\mu}} = 1{,}64 + 5{,}1 \left(\frac{\varrho}{4\,\mu^2}\right) - 9{,}05 \left(\frac{\varrho}{4\,\mu^2}\right)^2.$$

B. $$\frac{\tau_{\min}\, a^2}{D_2 \sqrt[4]{\varrho}} = 15{,}065 + 7{,}685 \left(\frac{\mu}{\sqrt{\varrho}}\right) - 0{,}6 \left(\frac{\mu}{\sqrt{\varrho}}\right)^2$$

$$\frac{l}{a\sqrt[4]{\varrho}} = 2{,}76 + 0{,}56 \left(\frac{\mu}{\sqrt{\varrho}}\right).$$

Damit stehen, dank der mühevollen Arbeit, der sich Herr Seydel unterzogen hat, vollständige und bequeme Formeln für die Berechnung der Knicklasten und Wellenlängen für den auf Schub beanspruchten anisotropen Plattenstreifen zur Verfügung, sei es um Anhaltspunkte für die Konstruktion von dünnwandigen Trägern zu gewinnen oder sei es als Unterlage für planmäßige Versuchsreihen.

Buchbesprechungen und -anzeigen.

Fernflug- und Mehrfachraketen. Von K. E. Ziolkowsky, Kaluga, U. d. S. S. R. 1929, 38 Seiten mit einem Bild des Verfassers. Staatsverlag.

Die Monographie beginnt mit einer »Entwicklung der Sache«, nämlich der kosmischen Raketenzüge, d. h. in unserer Sprache Mehrfachraketen und Rückstoß-Fernflugzeuge. Belangvoll ist hierbei, daß in diesem Abschnitte scharf auf die Priorität Ziolkowskys gegenüber anderen Verf. betreffs der Vorschläge: Mehrfachrakete, flüssige Brennstoffe usw. hingewiesen wird. Hernach werden die fremden Arbeiten besprochen, so von Rjümin, Perelmann, Rjabouschinski, Worobjew, Hohmann, Lademann, Kondratjuk. Verf. gibt nunmehr eine Theorie der Mehrfachraketen, die er durch geschickte Symbolik und Zählung außerordentlich einfach aufbauen kann. Man findet die Geschwindigkeitsverhältnisse, Massen, Luftwiderstände usw. berechnet; Ziolkowsky beschränkt sich hierbei nicht auf Luftfahrzeuge, sondern gibt auch einige Beispiele von Landfahrzeugen, deren Ergebnisse ganz natürlich für die Minderwertigkeit des Strahlantriebes bei diesen Langsamläufern zeugen. Der Vorteil einer Unterteilung liegt vorzugsweise im schnellen Erreichen hoher Geschwindigkeiten und vor allem in der sehr beträchtlichen Brennstoffersparnis, da man ja die Endgeschwindigkeit einer jeden soeben abgekoppelten Hilfsrakete — bzw. eines Tankes — als Schubgeschwindigkeit für den weiterfliegenden Rest anzusehen hat. Dieses Verfahren hat schon heute eine noch ungenutzte, aber trotzdem große Bedeutung für den Start großer Fracht- oder Bombenschlepper, ferner für das Abwassern bei Seegang, vom Mutterschiff usw.; jedenfalls ist einzusehen, daß eine noch nicht 2 m lange Schubrakete leichter, billiger und kleiner als eine große Katapultanlage ist, die außer den wenigen Startsekunden nutzlos Kapital, Platz und Transportenergie beansprucht.

Robert W. E. Lademann.