

Der Gittereffekt an Raupenkettens auf lockerem Boden

Institut für Landmaschinen, TH München

Fortsetzung

Daraus folgerten A. R. REECE und J. ADAMS [16] für einen gleichförmig belasteten rollenden Raupenabschnitt von der Länge E , in dem der Schubweg linear mit der Länge x wächst, ($j = i \cdot x$ und $j_{\max} = i \cdot E$) für die mittlere Scherfestigkeit:

$$\bar{\tau} = \frac{1}{j_{\max}} \int_0^{j_{\max}} \tau \cdot dj = \frac{c + \sigma \cdot \tan \varphi}{j_{\max}} \int_0^{j_{\max}} \left(1 - e^{-\frac{j}{K}}\right) dj$$

oder für die Triebkraft der Vollgliederkette (ohne Lücken):

$$H = (A \cdot c + G \cdot \tan \varphi) \cdot \left(1 + \frac{K}{i \cdot E} e^{-\frac{i \cdot E}{K}} - \frac{K}{i \cdot E}\right)$$

Hierbei war vorausgesetzt, daß τ und j waagrecht orientiert sind; wenn die ziehende Raupe jedoch nach hinten zunehmend umso stärker einsinkt, je näher man an die Belastungsgrenze heranrückt, so muß nach [15] die Schräglage gegenüber der Waagerechten (Winkel ζ) in den Gleichgewichtsbedingungen berücksichtigt werden. Als dann ergibt sich nach [16]:

$$H = A \cdot c \cdot F \cdot \cos \zeta + \frac{G - A \cdot c \cdot F \cdot \sin \zeta}{\cos \zeta + F \cdot \tan \varphi \cdot \sin \zeta} (F \cdot \tan \varphi \cdot \cos \zeta - \sin \zeta)$$

$$\text{mit } F = 1 + \frac{K}{i \cdot E} e^{-\frac{i \cdot E}{K}} - \frac{K}{i \cdot E};$$

Für $\zeta = 0$

geht dieselbe über in die Coulomb'sche Form

$$H = (A \cdot c + G \cdot \tan \varphi) F.$$

Abweichend hat dann noch A. D. SELA [19] versucht, dem Doppeltyp der Fließkurven durch Überlagerung zweier Exponentialfunktionen gerecht zu werden, von denen die eine mit Buckel den kohäsiven Anteil der Scherfestigkeit wiedergibt, während die zweite monoton verlaufend den Reibungsanteil vertritt. Die Teilfunktionen sollten aus Scherversuchen mit der jeweils reinen Eigenschaft ermittelt werden.

Bei den geschilderten Bemühungen um die Gewinnung einer geschlossenen Fließfunktion $\tau(j)$ war stillschweigend angenommen, daß sich die Deformation auf eine dünne Scherzone beschränke; denn von Tiefenwirkung war meist bisher

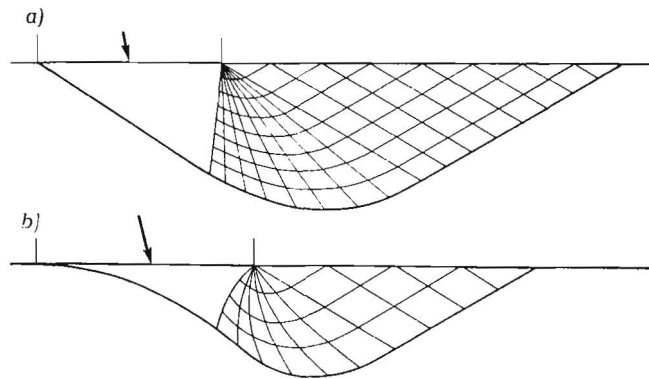


Bild 12: Gleitlinienausbildung bei schräger Belastung: Gegenüber dem Bruchmodell des gewichtslosen Bodens a) ändert sich bei „schwerem“ Boden das Modell gemäß b) nach [10]

Berichtigung zum Aufsatz „Der Gittereffekt an Raupenkettens auf lockerem Boden“, 1. Teil, Heft 2/67: In Bild 8a, 9a, 10a sind zu ersetzen λ durch α ; in Bild 9a, 9b, 10a die Winkelbezeichnung σ durch δ .

keine Rede. Der Schubweg in der Kontaktfläche ist aber nichtssagend, wenn man nicht weiß, in welchem Maße der Boden nach der Tiefe horizontal mitverformt wird und dementsprechend auch am Triebkraftaufbau mitbeteiligt ist. Hier stellt sich die Frage nach dem Verformungsprofil über der Tiefe, die man durch eingebrachte Fremdgifter zu beantworten versuchte. Hat man in einem Laborschengerät eine dünne Probe, so darf man lineares Profil annehmen und erhalte mit $j/z = \tan \gamma$ aus Schubweg und Probendicke die dann konstante Schiebung [6]. Für unbegrenzte Tiefe fehlt aber die Funktion $\tan \gamma = f(dj/dz)$.

Hier haben J. H. TAYLOR und G. E. VANDENBERG [20] mit dem Hinweis Bahn gebrochen, daß das Anwachsen der noch unter Schub stehenden Tiefe doch allein vom Druck aus der Auflast herrühre und daß daher die Schiebung γ , als j/z definiert, ebensogut mit $f(j/p)$ zu vertreten sei, worin p , im Gegensatz zu z , immer eine bekannte Größe ist. Damit gelangten sie, losgelöst von der Grenzwertbetrachtung, also mehr mit dem Blick von unten nach aufwärts, zu einer Spannungsdehnungsbeziehung in Form einer Potenzfunktion

$$\tau = C + T \cdot X \text{ mit } X = p^{1-n} \cdot j^n$$

mit T und n als den System-Parametern außer dem Ordinaten-Abschnitt C und mit

$$\ln \tan \varphi = n \cdot \ln(j/p) + \ln T.$$

Nach dieser für sandigen Lehm und Ton bewährten Beziehung wäre die jeweils erzielbare Scherspannung durch den Schubweg und den Druck der Auflast bestimmt, ohne daß es noch nötig wäre, t über σ aufzutragen, um Coulomb's c und φ zu erhalten. Der Parameter T verknüpft τ mit den beiden funktionell verkoppelten Veränderlichen j und p , wogegen n diesen Scherspannungsanteil von τ auf j und p aufteilt. Bei ausgeprägtem Buckel dürfte man natürlich auf das Coulomb'sche Gesetz zurückgreifen, aber nur, wenn das Maximum gesucht wird, womit wir methodisch sogleich wieder in die Rubrik Grenzwertbetrachtung geraten. Zwischen dieser und der gleichsam aus dem Nullpunkt eigengesetzlich herauswachsenden Spannungsdehnungsfunktion ist eben grundsätzlich zu unterscheiden.

4.2.2. Grenzwertanalyse

Die „untere“ Grenzlast, also die im Grundbau entscheidende Größe, leitet sich ab aus dem Grenzgleichgewicht zwischen aktivem Erddruck E_a und passivem Erddruck E_p am Prandtl'schen Rutschkeil, gemäß Bild 13 nach H. BOROWICKA [19]. Auch bei schräg-mittiger Belastung des Bodens durch ein Streifenfundament mit waagerechter Sohle, wie es die unendlich breite Einzelplatte darstellt, läßt sich die lot-

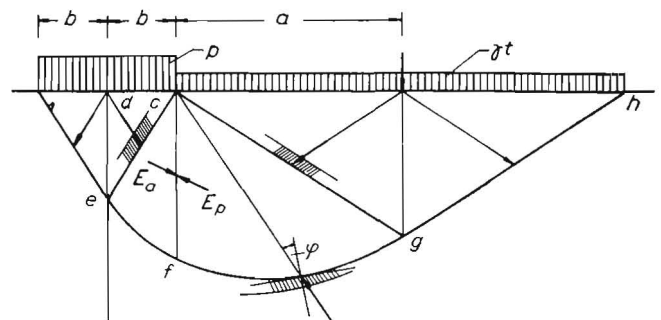


Bild 13: Gleitlinienfeld mit aktivem und passivem Erddruck: Der aus der Auflast herrührende und durch den Aktivkeil umgelenkte aktive Erddruck E_a muß im Bruchfall den passiven Erddruck E_p überwinden

rechte Komponente der Grenzlast nach [9, 10, 11] durch eine Summe von Gliedern wiedergeben, von denen jedes mit einem Tragfähigkeitsbeiwert den Einfluß der mitwirkenden Veränderlichen zur Geltung bringt: $\delta, \varphi, c, \gamma, z$ bzw. $t, (b/h), a$.

Für reinen Reibungsboden gilt nach E. E. DE BEER [11]:

$$G_B = b \cdot p_B = b (\gamma_1 \cdot t \cdot \lambda_{t,\delta} + \gamma_2 \cdot b \cdot \lambda_{b,\delta}) \left[\frac{\text{kp}}{\text{cm}} \right]$$

Der mathematische Ausdruck für den den Einfluß der Sohlentiefe bei Lastangriff unter δ berücksichtigenden Tragfähigkeitsbeiwert $\lambda_{t,\delta}$ lautet [11] nach E. SCHULTZE bzw. V. V. SOKOLOVSKY

$$\lambda_{t,\delta} = \frac{\cos \delta \cdot (\cos \delta + \sqrt{\sin^2 \varphi - \sin^2 \delta})}{1 - \sin \varphi} e^{(\pi - \xi) \cdot \tan \varphi}$$

mit t als der Sohlentiefe und mit $\xi = \delta + \arcsin \frac{\sin \delta}{\sin \varphi}$

Für $\delta = 0$ geht der Ausdruck in die bekannte Formel von PRANDTL über:

$$\lambda_t = \frac{1 + \sin \varphi}{1 - \sin \varphi} e^{\pi \tan \varphi}$$

Für die $\lambda_{b,\delta}$ -Werte gibt es noch keine theoretisch einwandfreie Lösung. Die von G. G. MEYERHOF [12] in Annäherung durch Probieren verschiedener logarithmischen Übergangsspiralen mit verschiedenem Pol errechneten Werte sollen nach [11] der Wirklichkeit am besten entsprechen; sie liegen den Kurven nahe der Ordinate in Bild 14 zugrunde.

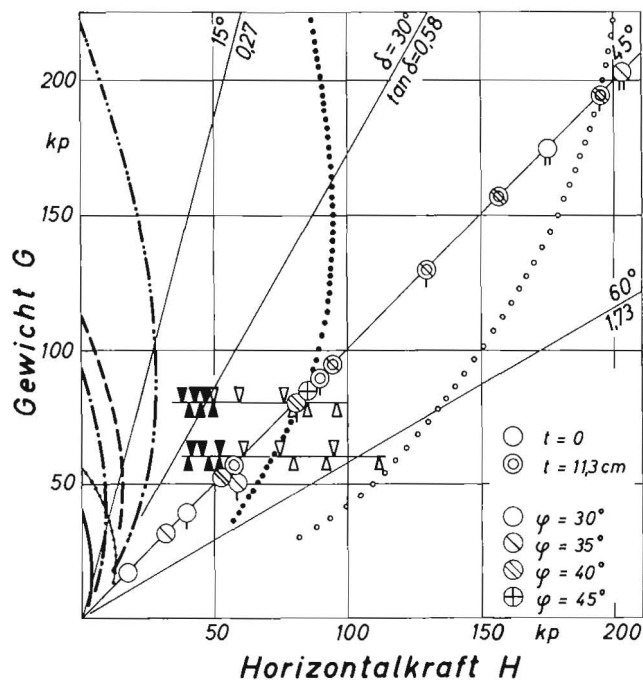


Bild 14: Theoretische Grenzlasten und Tragfähigkeitskurven für 30 cm Spurbreite

Platte 8×30 cm bei $c = 0$; Greifer $5 \times 2,5 \times 30$ cm [22]
 ——— $t = 0$ $\varphi = 30^\circ$ $\varphi = 30^\circ$ $c = 0,01$ kp/cm²
 - - - $t = 8$ $\varphi = 30^\circ$ ooooo $\varphi = 30^\circ$ $c = 0,07$ kp/cm²
 - - - $t = 0$ $\varphi = 35^\circ$
 - - - $t = 8$ $\varphi = 35^\circ$

Die Kreise auf dem Strahl $\delta = 45^\circ$ sind jeweils Punkte von Tragfähigkeitskurven eines 1:1 Greifers mit den Abmessungen $8 \times 8 \times 30$ cm nach [11, 12] errechnet

Durch jeden dieser Punkte läßt sich qualitativ eine Kurve legen, wie z. B. die ganz rechts im Bild für $\varphi = 40^\circ$, $t = 11,3$ cm und $c = 0,01$ kp/cm². Die vertikalen kleinen Striche unten an den Kreisen bedeuten: 2 Striche: $c = 0,07$ kp/cm²; 1 Strich: $c = 0,01$ kp/cm²; ohne Strich: $c = 0$

Die schwarzen und weißen Dreiecke sind experimentell ermittelte Werte von ohne und mit Lückigkeit angeordneten Kettengliedern und zwar von links nach rechts nach jeweils 10, 20 und 50 cm Schubweg unter entsprechender Einsinkung. Dreiecksspitze nach unten: Plate 8×30 cm, nach oben: Greifer $8 \times 8 \times 30$ cm

Dem einen Grundfall der waagrecht aufliegenden Platte, schräg belastet, steht der andere gegenüber, der dem Greifer oder Huf näherkommt: Die geneigte, jedoch stets normal belastete Platte; für sie wurden in [11, 12] höhere Tragfähigkeitswerte abgeleitet, die aber immer nur einem Triebkraftbeiwert $\kappa = \tan \alpha$ zugeordnet sind. Für den (1:1)-Greifer mit $\alpha = 45^\circ$ liegen die entsprechenden resultierenden Grenzlasten in Bild 14 also auf dem κ -Fahrstrahl $H/G = \tan 45^\circ$. Durch jeden dieser Punkte läßt sich — wenigstens bereichsweise — ein dem Grundtyp der H - G -Charakteristiken ähnliches Kurvenstück legen und so das theoretische H - G -Feld auch auf den Greifer ausdehnen; mit den bauchigsten Kurven aus größtem φ und c , größter Einsinkung und größter Greiferhöhe wäre zugleich die statisch höchsterreichbare Triebkraft abgedeckt. Die vollständigen Charakteristiken für den Greifer lassen sich nur durch Intrapolation zwischen den beiden Grenzfällen ermitteln.

Für einen Boden mit innerer Reibung und Kohäsion rechnet man nach [11] mit einem fiktiven Reibungsboden und ersetzt die Kohäsion durch einen allseitigen Druck $\sigma_c = c \cdot \cot \varphi$: Theorem der entsprechenden Zustände von A. CAQUOT. Man muß dann nur die Kraft je Längeneinheit des Streifenfundamentes $b \cdot c \cdot \cot \varphi$ von der für den nichtbindigen Boden gültigen lotrechten Komponente $G_{t,B}$ abziehen, was am einfachsten graphisch geschieht [11]; Index t für fiktiv, B für Bruch.

Die obere Grenzlast errechnet sich nach R. M. HAYTHORNTHWAITE [22] mit [8] und [14] aus dem bereits erwähnten Gleichgewicht des Flusses der Verformungsenergie aus äußere Belastung und innerer Zerstreung. Für die letztere sind die in Bild 15 eingetragenen Geschwindigkeitsvektoren maßgebend, unter dem Winkel φ gegen die Bruchfläche geneigt, nach denen sich der Boden von der Bruchfläche augenblicklich reibend fortbewegt. Die plastizitätstheoretisch begründete Endformel der resultierenden Grenzlast lautet für das unseren Bildern 8—10 ähnliche Bruchmodell nach Bild 15 aus [22]:

$$R_{pl} = \frac{c \cdot r_0 \cdot \cot \varphi}{\cos(\eta - \gamma + \varphi)} \left[(1 + \sin \varphi) e^{2\theta} \cdot \tan \varphi - 1 + \frac{(\sin \varphi - h/r_0 \sin \varphi)}{\sin \gamma} \right]$$

Umgerechnet auf die Darstellung $H(G)$ in Bild 14 liefert diese Beziehung für einen Greifer $5 \text{ cm} \times 2,5 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$, $t = 0 \text{ cm}$, $\varphi = 30^\circ$ und $c = 0,01$ bzw. $0,07 \text{ kp/cm}^2$ eine „obere“ Grenze mit ähnlicher Charakteristik wie vorher für den statischen Fall. Wie man sieht, ist aus diesem Greiferformat bei der geringeren Kohäsion nicht viel mehr herauszuholen, als aus der Platte $8 \text{ cm} \times 0 \times 30 \text{ cm}$. Zur praktischen Beschreibung dieses Weges fehlt noch die Tabellierung der Formel.

Zu unserem Bemühen um theoretischen Anhalt sei abschließend nicht vorenthalten, daß alle herangezogenen Theorien auf Vereinfachungen beruhen, gegen die Einwände erhoben werden können [25]. Wenn man mit der Zeit hier fester Fuß fassen wird, so berührt dies nach dem Voraufgegangenen wesentlich auch die Geländefahrt.

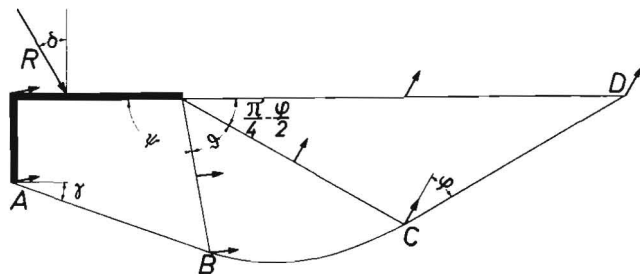


Bild 15: Scherzonenbildung unter einem Greifer für plastizitätstheoretische Widerstandsberechnung: Die plastizitätstheoretische Berechnung der „oberen“ Grenzlast benutzt die unter φ gegen die Gleitfläche geneigten Vektoren der Geschwindigkeit, mit der sich die Zonenkörper beim Grenzübergang zu plastischem Fließen bewegen; nach [22]

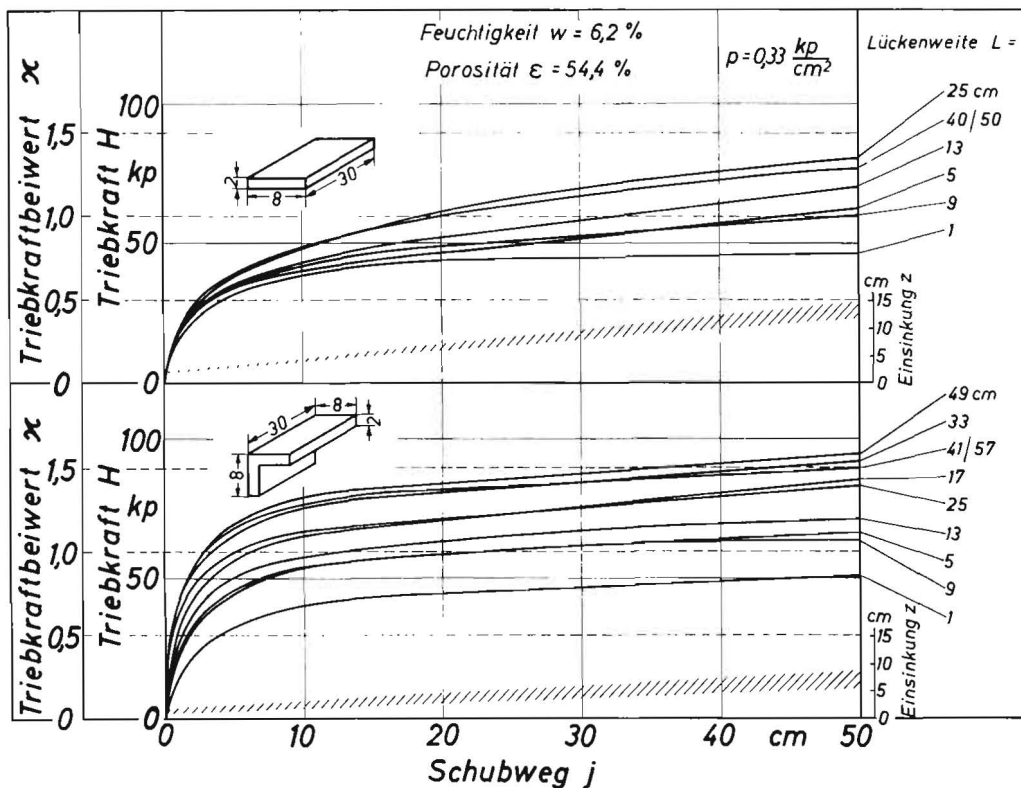
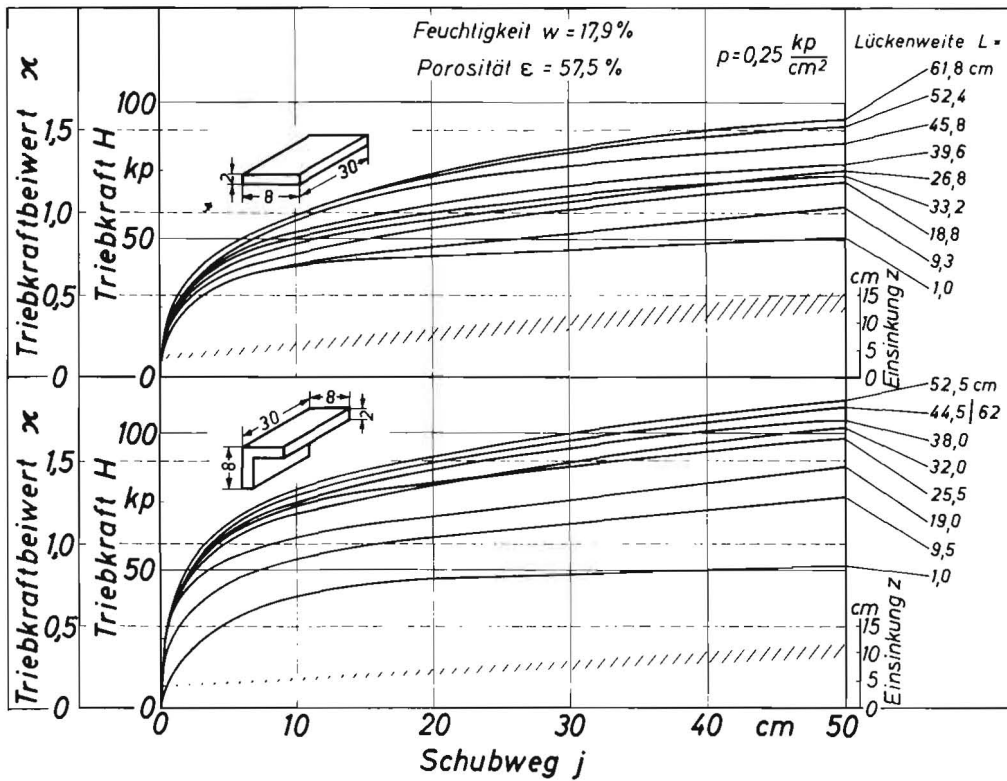


Bild 16—19: Gemessener Verlauf von Triebkraft und Einsenkung über dem Schubweg für den schreitenden Einzelgreifer bzw. die Einzelplatte (Oszillogramme geglättet): 16, 17 feuchter Boden, 18, 19 trockener Boden

5. Deutung der Triebkraftkurven des schreitenden Einzelgliedes

Den Ansätzen zu theoretischer Erfassung wollen wir nun die experimentell ermittelten Triebkraftkurven nach Bild 16—19 gegenüberstellen:

5.1. In geschlossener Folge

Bei jeweils gleicher Feuchtigkeit (6,2 % bzw. 17,6 %) fallen die der geschlossenen Anordnung entsprechenden untersten Kurven für Platte und Greifer nach Bild 16—19 weitgehend zusammen. Bei feuchtem Boden liegen die α -Werte für

Platte und Greifer mit $0,86$ nach $j/z = 50 \text{ cm}/11 \text{ cm}$ erklärlich höher, als im trockenen Zustand mit $\alpha = 0,58$ bei der Platte und $\alpha = 0,65$ beim Greifer; jedoch scheint sich Adhäsion von Feuchtigkeit an der walzrauen Platte etwas weniger auszuwirken, als die Kohäsivität aus zwickelkapillarer Bindung beim Scheren zwischen den hohen Greiferkanten. Als unsicher muß man offen lassen, ob etwa durch das Einstechen der Greifer örtlich stärker verdichtet und dadurch q erhöht worden war. Gemessen wurde ja nur die Anfangsporosität, d. h. vor der Belastung. Daß α bis zuletzt immer noch weiter ansteigt, rührt beim Greifer

aus Verdichtung in der Scherzone, bei der Platte mögen Oberflächenrauigkeiten erst langsam auf dem Scherweg ausgefüllt worden sein, dabei die wirksame Kontaktfläche zugenommen haben. Auf Ähnliches hat W. SÖHNE [23] für die Reibung zwischen Boden und glattem Stahl geschlossen.

5.2. In lückiger Folge

Bei größter Lückigkeit erbringt der Schreit-Greifer gegenüber geschlossener Anordnung bereits nach $j/z = 20 \text{ cm} / 4$ bis 7 cm ein $\kappa = 1,06/1,52$ (trocken/feucht). Bei steigendem Schubweg wächst κ nach $j_{\text{max}}/z_{\text{max}} = 50 \text{ cm} / 7$ bis 11 cm auf $1,85$ (feucht), aber nur auf $\kappa = 1,2$ (trocken). Offenbar ist in trockenem, rolligen Zustand die Verfestigung durch Verdichtung wegen der Widerstandsfähigkeit der harten Agglomerate [5] geringer, in feuchtem nicht nur die Verdichtung, sondern auch die Verdrängung unter Ausfüllung der Bruchzonen und der vom Vorgänger freigefrästen Kuhlen mit verdichtetem Boden stärker; dies ist augenscheinlich so wirksam, daß selbst, wenn dabei die passive Bruchzone sich längst mit der vorangegangenen Freifräsung überschritten haben sollte, die Triebkraft innerhalb unseres Programmes nirgends abgesunken ist; das ist ein wichtiges Ergebnis; daß Verdrängung stattfindet, ist in Bild 3 erkennbar. Wie weit sich der Grundbruch örtlich nach rückwärts erstreckt, müssen wir offen lassen.

Wenn, entgegen der theoretischen Erwartung für die unendlich dünne Platte nach 4.1.2., der Grundbruch durch Lückigkeit nicht gemäß Bild 8 schon bei $\kappa = 0,58$ in direktes Abscheren umschlägt, so ist zu bedenken, daß eine Platte endlicher Dicke (rd. 20 mm) ja schon einem niedrigen Greiferschenkel gleichkommt. Wir haben es dann mit einem stumpfen Stiel zu tun, der in waagerechter Lage durch den Boden gequetscht wird. Hierbei bilden sich um die Druckübertragungsfläche ebenfalls Gleitkörper, wie J. RATHJE zeigte [24], und bei weiterem Vordringen sich verbreiternde Zonen plastischen Fließens, die O. K. FRÖHLICH berechnete, [7] S. 389. Dies in Verbindung mit dem stärkeren Einsinken der Platte macht die fast überraschende Reaktion der Platte auf Lückigkeit verständlich. Auf feuchtem Boden (17,6 %) bringt zunehmende Lückigkeit der Plattenfolge höheren κ -Gewinn, als in trockenem, und zwar schon nach $j/z = 20 \text{ cm} / 8 \text{ cm}$; die Gründe dafür sind wie beim Greifer im Fehlen kohäsiver Bindung, im höheren Widerstand gegen Eindringen (geringere Einsinkung trotz höherer Last) und in geringerem Raumgewicht des Bodens in trockenem Zu-

stand zu suchen. Wichtig ist noch, daß man bereits mit mäßiger Lückigkeit den größten Teil der möglichen κ -Steigerung herausholen kann; d. h. in lockerem Boden ist man durchaus nicht auf übergroße Lückenweite angewiesen, die aus konstruktiven Gründen ausscheidet. Beim Greifer ist das besonders ausgeprägt.

Zur Beurteilung der Verträglichkeit der experimentellen Ergebnisse mit dem theoretischen Anhalt — natürlich unter Abwägung unterschiedlicher Umstände — sind in Bild 14 zusätzlich die $H(j)$ -Werte nach $j = 10, 20$ und 50 cm Schubweg bei größter Lückigkeit eingezeichnet. Darnach liegen die H -Punkte für 60,5 bzw. 80 kp Last merklich diesseits einer theoretischen Grenzziehung, die den Beitrag zufolge endlicher Spurbreite noch nicht berücksichtigt. Dann hat eben offenbar höchstens örtlicher Grundbruch vorgelegen, wie man es auf lockerem Boden ja auch erwartet.

Denkt man sich wiederum durch jeden Meßpunkt eine Charakteristik vom Typ der theoretischen Grenzlastkurven gelegt, so befanden wir uns in einem Gebiet, wo eine mäßige Laststeigerung noch erhöhte Triebkraft versprach. Aus Bild 16 bis 19 läßt sich noch entnehmen, inwieweit man bei geringerer Lückigkeit an Triebkraft einbüßt.

6. Die vollständig rollende ideale Lückengliederkette

Um aus den Messungen am lückig abgeschirmten Einzelglied auf eine vollständige Kette von unterschiedlicher Lückigkeit zu schließen, bedienen wir uns der unter 2. beschriebenen Aufsummierung. Dabei bleibt der Einfluß der Gewichtverlagerung beim Ziehen ebenso außer Betracht, wie die zu erwartende κ -Minderung durch Schräglage der Raupe. D. h. wir schließen vom Einzelglied lediglich auf den Fall idealen Abrollens in der Waagerechten und ideal verteilt bleibender Last.

Da Platte und Greifer bei den Versuchen jeweils unter konstanter Flächenpressung gefahren wurden, erfordert der Vergleich von gleich schweren Fahrzeugen eine konstante Kettengliederzahl; diese betrage im Folgenden $N = 24$, und damit das Gesamtgewicht der Raupe $G = 2,9 \text{ Mp}$. Soll die Lückigkeit variiert werden, so ist das auf zwei Arten möglich. Im ersten Fall denkt man sich die Kette „gelängt“, wobei zwischen den Gliedern eben eine Lücke entsteht; solche Ketten sind je nach Lückigkeit verschieden lang. Im zweiten Fall wird die Kette durch Herausnehmen und Danebensetzen bestimmter Glieder lückig gemacht; diese Raupe nennen wir „gebretet“; in dieser Verbundschaltung bleibt sie immer gleich lang. Man kann das neue selbständige Kettentrumm auch in Tandemschaltung hinter das ursprünglich geschlossene Trumm setzen; in Reihe verhält sich solch ein selbständiges Trumm genau so, wie wenn es nebenher liefe, nur daß ihm die hierbei unberücksichtigte Spurverdichtung zugute kommt. Diese 3 Konfigurationen sind in Bild 20 für mehrere Lückigkeiten der geschlossenen Anordnung gegenübergestellt. Wir beschränken den folgenden Vergleich auf den feuchten Zustand.

6.1. Gelängte Lückigkeit

Während hier die Vollgliederkette nach Bild 21 beim Schlupf von 10 % nur ein $\kappa = 0,58$ erreicht, zieht die gelängte Kette mit $L = 8 \text{ cm}$ bereits mehr als 50 %, mit $L = 16 \text{ cm}$ um nahezu 100 % mehr als die Vollkette. Noch etwas deutlicher tritt dies aus Bild 22 hervor, in dem $\kappa(L)$ mit dem Schlupf i als Parameter aufgetragen ist. Darnach wächst κ in den unteren Bereichen der Lückigkeit unabhängig vom Schlupf linear mit der Lückigkeit:

$$\kappa_1 = \kappa_0 + 0,32 L/b$$

mit κ_0 als dem Triebkraftbeiwert der geschlossenen Anordnung.

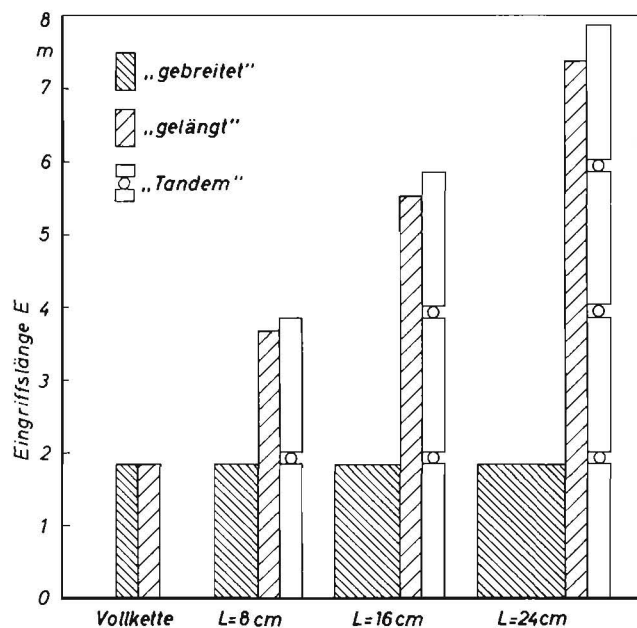


Bild 20: Fußstapfengestalt der ganzen Raupenkette bei Breitung, Längung und Tandemanordnung

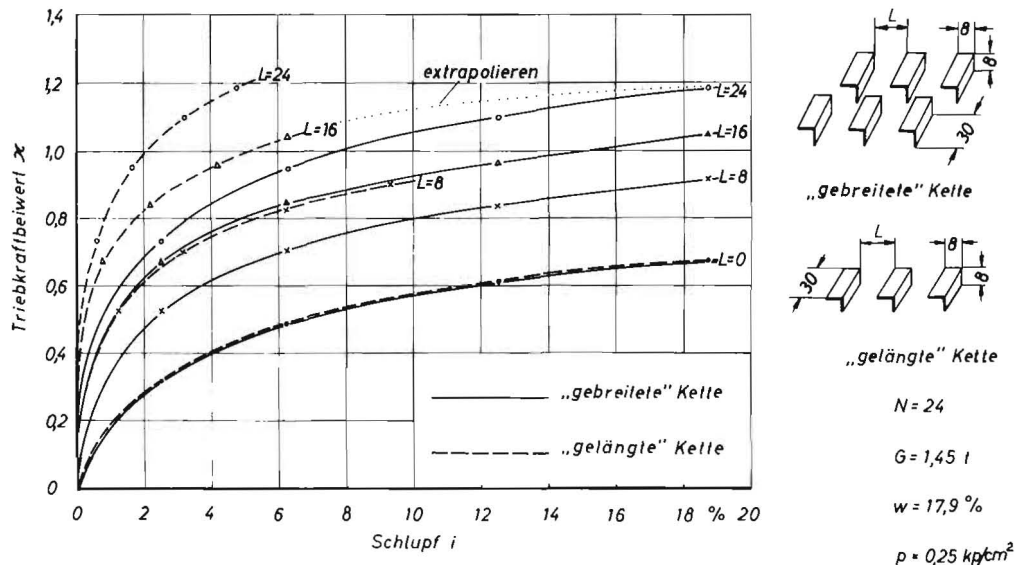


Bild 21: Triebkraftbeiwert der ganzen Raupenkette aus Aufsummierung über dem Schlupf: Längung der Breitung überlegen, Tandem-Breitung (= unterbrochene Längung) mit Knicklenkung als Kompromiß zwischen Triebkraftgewinn und Lenkfähigkeit

6.2. Gebreitete Lückigkeit

Bei Breitung der Kette, alsdann bei konstanter Eingriffslänge, steigt α langsamer mit der Lückigkeit, Bild 22; und zwar gilt in den unteren Bereichen von L etwa:

$$\alpha_{\delta} = \alpha_0 + 0,21 L/b.$$

6.3. Vergleich zwischen Längung und Breitung

Nach der Darstellung Triebkraftbeiwert α gegen Schlupf i in Bild 21 bietet die gelängte Kette bereits mit geringerer Lückigkeit günstigere Triebkraftbeiwerte α als die gebreitete. Vergleiche die beiden zusammenfallenden Kurven für $L = 16$ cm (gebreitete) und $L = 8$ cm (gelängte). Oder z. B. gelangte man mit $L = 24$ cm (gebreitete) bei 20% Schlupf zu gleichem $\alpha = 1,2$, wie mit $L = 16$ cm (gelängte) u.s.w.

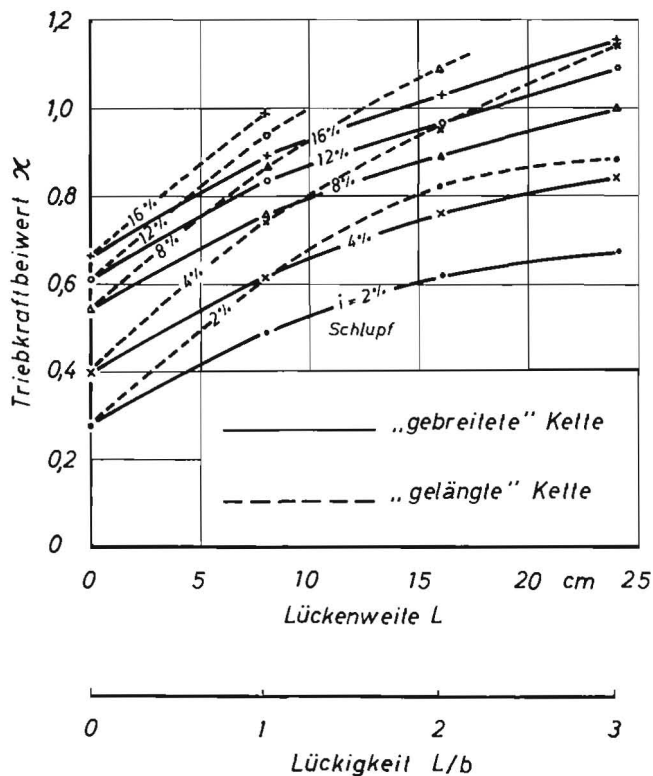


Bild 22: Triebkraftbeiwert als Funktion der Lückenweite: (sonst wie Bild 21) enthält das lineare Ansteigen von α mit der Lückigkeit in den unteren Bereichen

Anders erreicht man ein $\alpha = 1$ mit $L = 16$ cm bei 5% Schlupf gelängt, statt bei 15% Schlupf gebreitete. Darin kommt die Überlegenheit der Längung zum Ausdruck, die in letzter Konsequenz zu M. G. BEKKER'S „train concept“ hinführt [3]. Der Grund für die Überlegenheit ist in folgendem zu suchen:

Um zwei Fahrzeuge miteinander vergleichen zu können, muß man sie bei gleichem Schlupf betrachten. Damit bei beiden Kettenarten der gleiche Schlupf auftritt, müssen von der Definition $i = j_{\max}/E$ her die einzelnen Glieder der gelängten Kette einen viel größeren Schutzweg zurücklegen, als die der gebreitete Kette. Einem großen Schubweg entsprechen aber — vergleiche in Bild 16—19 den flachen Ast der $H(j)$ -Kurve — große Triebkräfte. Dagegen liegen die Glieder der gebreitete Kette, zufolge des kürzeren Schubweges, mehr im ansteigenden Ast der gemessenen $H(j)$ -Kurven und liefern daher keine so hohen Gesamttriebkräfte.

Dieselbe Wirkung wie die der durch echte Breitung zustandekommenen Verbundkette der „bauchlosen“ Raupe ist auch der Tandemanordnung zuzuschreiben, die demnach der durchlaufenden Längung in $\alpha(i)$ nachsteht, dafür aber in Verbindung mit Knicklenkung die Lenkschwierigkeiten durch starre Überlänge vermeidet.

Sowohl bei Längung wie bei Breitung fallen über den ganzen Bereich der Lückigkeit die Kurven des Triebkraftzuwachses durch Lückigkeit bei jedem Schlupf zusammen (Bild 23).

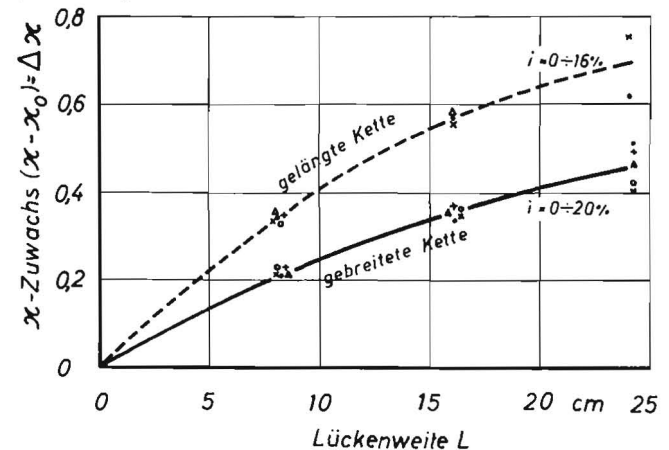


Bild 23: $\Delta\alpha = \alpha - \alpha_0 = \Delta\alpha$ = α -Zuwachs zufolge Lückigkeit: in allen Bereichen der Lückigkeit, gleichviel ob unter Breitung oder Längung, unabhängig vom Schlupf

Zusammenstellung der Ergebnisse

Theoretischer Anhalt

Über eine Analyse des Grenzüberganges aus dem elastischen Spannungszustand zum plastischen Fließen auf Idealboden wird versucht, der Belastbarkeit einer waagrecht oder geneigt aufsitzenden Streifensohle nach Größe und Richtung von zweierlei Standpunkten her näherzukommen:

Die „untere“ Grenze, unterhalb deren kein Bruch auftritt, leitet sich ab aus dem statischen Gleichgewicht an einem kinematisch möglichen und spannungstheoretisch einwandfreien „ebenen“ Zonenbruchmodell (Bild 8 bis 12). Die im Grundbau anerkannten Berechnungsmethoden beruhen auf mehr oder weniger streng begründeten Tragfähigkeitsbeiwerten, die den Einfluß der Streifenbreite, der Sohltiefe (Einsinktiefe) sowie des Winkels der Scherfestigkeit und der scheinbaren Kohäsion berücksichtigen. Für geneigte Plattenstreifen, dem Greifer nahekommend, sind die Beiwerte allerdings nur für normalen Lastangriff theoretisch verfügbar, so daß man für beliebige Richtungen des Kraftangriffes auf Interpolation zwischen den beiden Grundflächen angewiesen ist.

Zur „oberen“ Grenze, oberhalb deren der Zusammenbruch unvermeidlich ist, gelangt man im Sinne der Plastizitätstheorie, wenn die Energie aus äußerer Anstrengung rascher zugeführt wird, als sie sich nach dem gleichen Bruchbild im ersten Schritt plastischen Fließens in Reibung, d. h. in Wärme irreversibel in den Boden zu zerstreuen vermag.

Das theoretische, polare Kraftnetz $R_{\beta}(\delta)$ in Bild 14 läßt nicht nur den Einfluß der Hauptveränderlichen φ , c , z , α übersichtlich hervortreten, sondern gestattet auch, aus der Lage eines eingeplanten Betriebspunktes aus der Charakteristik rückzuschließen, ob die Triebkraft durch höheres Gewicht auf Idealboden noch gesteigert werden kann.

Experimentelle Ergebnisse am schreitenden Einzelglied

Auf lockerem feinsandigem Lehm Boden steigt die Triebkraft geschlossener und lückiger Kettenglieder monoton mit dem Schubweg. Ein Abfallen der Triebkraft ist selbst nach größtem Schubweg niemals in Erscheinung getreten. Mit anderen Worten, im Gegensatz zu festem Boden bleibt hier die Gitterwirkung auch bei hohem Schlupf erhalten.

Aus der Einordnung der Meßpunkte in die freilich noch zu vervollständigende Schar theoretischer Bezugskurven läßt sich entnehmen:

Gegenüber der geschlossenen Anordnung, bei der die Triebkraft in direktem Abscheren nur einen mäßigen, im Rahmen der Verfestigung liegenden Anstieg mit dem Schubweg zu verzeichnen hat, liefert Lückigkeit schon von Anfang an bedeutend höhere Triebkraft; doch reicht dieselbe zunächst noch keineswegs an das theoretisch Mögliche heran; offenbar hat es eben anfangs nur örtliches Abscheren gegeben. Das ändert sich jedoch nach größerem, mit Schlupfeinsinkung verbundenem Schubweg, insbesondere in feuchtem Zustand: Zunahme der Verdichtung nach hinten, unter Zustopfen freigefräster Greiferkuhlen, Abwandern der Grundbruchzonen in festere Bodenschichten, vermutlich unter Annäherung an weniger gestörten Untergrund. Alles in allem wären damit die lückigen Glieder in eine günstigere Konstellation abgesunken, wie es die drei weit nach rechts auseinandergezogenen Meßpunkte — im Gegensatz zu der geschlossenen Folge — bekunden.

Wie es schon die Summenformel der statischen Grenzlast und die Tragfähigkeitsbeiwerte der geneigten, den Greifer vertretenden Platte andeuten, bildet die Sohltiefe, zusammen mit der Greiferhöhe, in mehrfacher Bedeutung den Schlüssel

zu hoher Triebkraft: Wachsen doch mit ihr die seitliche Auflast in den oberen Schichten, gegebenenfalls auch die Raumdichte und damit auf feinteiligen feuchteren Böden die Neigung zur Erhöhung von c und φ . Mit allem verbessert sich die Aussicht, auch auf oben lockerem Boden endlich nach Schlupfeinsinkung doch noch zu vollständigem Abscheren mit dem Lückengreifer zu gelangen.

Rückschlüsse für die ganze rollende Kette

Die durchlaufend „gelängte“ Lückengliederkette ist der „gebreiteten“ Kette, gleichviel, ob in Verbund- oder Tandemanordnung, bei gleichem Fahrzeuggewicht und gleicher Gliederzahl überlegen (Bild 21). D. h. unter Längung erzielt man bei bestimmtem Schlupf dasselbe κ unter geringerer Lückigkeit. Oder zu bestimmtem κ gelangt man unter gegebener Lückigkeit nach Längung bei geringerem Schlupf als nach Breitung. Dabei ist der Triebkraftgewinn $\Delta\kappa$ durch Lückigkeit unter Längung und Breitung nach Bild 23 unabhängig vom Schlupf. Die Tandem-Staffelung mit Knicklenkung bildet sozusagen als Elementarzelle des von M. G. BEKKER herausgestellten „train-conceptes“ den Kompromiß zwischen erwünschter Triebkraftsteigerung und annehmbarer Lenkfähigkeit.

Die mit Lückigkeit des Fußapfens erzielbare Triebkraftsteigerung muß sich natürlich irgendwie entsprechend auch bei Gitterrädern einstellen, wovon ja verschiedentlich Gebrauch gemacht wurde. Wie man grundsätzlich bei der Vorausberechnung des Gittereffektes oder allgemeiner der Ankerkraft des vereinzelt Gliedes vorzugehen hat, und welche Erfolgsaussicht dabei besteht, dazu die Grenzen abzustecken, war unser Anliegen.

Zusammenfassung

Die Tragfähigkeit eines inkompressiblen Bodens unter schräger Belastung einer Platte bzw. eines Greifers läßt sich ermitteln durch eine Grenzanalyse des Überganges vom „allgemeinen Abscheren (Grundbruch)“ in elastischem Gleichgewicht zu „plastischem Fließen“. Die stationäre an einem „schreitenden“ lückig abgeschirmten Einzelglied gemessenen Triebkräfte lassen sich innerhalb der genannten Grenzen einordnen.

Da sich die Reaktion lockeren Bodens zunächst vorwiegend aus Verdichtung und Verdrängung aufbaut, wird der maximale Gittereffekt, wie man ihn auf festem Boden erwarten dürfte, nicht erreicht. Wenn jedoch Schlupfweg und Schlupfeinsinkung zunehmen, wächst die Triebkraft ebenfalls stetig weiter an, bis zu erheblichen Verformungen. Dies ist zu erklären mit der fortschreitenden Ausdehnung verdichteter Zonen, des Zustopfens vorangehender Greiferkuhlen, vermutlich auch mit der Annäherung an den festeren Untergrund.

Die aufsummierende Umrechnung der Triebkraft vom „schreitenden“ Einzelglied auf eine ganze rollende Kette läßt die Überlegenheit der „durchgehend gelängten“ Lückengliederkette gegenüber „gebreiteten“ Anordnungen hervortreten. (Schluß)

Schrifttum

- [1] GROSSE-SCHARMANN, FR., VON SYBEL, H.: Die Triebkraftsteigerung bei Geländefahrzeugen durch das Schub-Schritt-Verfahren. Diss. TH München 1960, Landtechn. Forschung 11 (1961) 4, 89/96
- [2] GROSSE-SCHARMANN, FR., VON SYBEL, H.: Proc. 1. Intern. Conf. on the Mechanics of Soil-Vehicle Systems, Turin 1961, S. 895/912. Edizioni Minerva Technica
- [3] BEKKER, M. G.: Off-the-road locomotion. S. 113/147. The University of Michigan Press, Ann Arbor, 1960
- [4] BEKKER, M. G.: Mechanics of off-the-road locomotion. James Clayton Lecture. London 1962. The Institution of Mechanical Engineers. Proc. Automobile Div. (1962/63) 1, 25/44

- [5] LÜHRS, H.: Die optimale Betriebsachslast für angetriebene Schlepperachsen und deren wirtschaftliche Reifengrößen. Landtechn. Forschung 9 (1959) 4, 111/115
- [6] GHANI, M. A.: Determination of shear stress of a fine cloddy soil with a "guarded" shear head with emphasis on large shear deformations. Diss. TH München 1966; Auszug in: Proc. 2. Intern. Conf. for Terrain-Vehicle-Systems, Quebec 1966. University of Toronto Press
- [7] SMOLTZYK, H. V.: Ermittlung eingeschränkt plastischer Verformungen im Sand unter Flachfundamenten. Verlag Wilhelm Ernst u. Sohn, Berlin 1960
- [8] DRUCKER, D. C., PRAGER, W.: Soil mechanics and plastic analysis or limit design. Quarterly, Appl. Math. 10 (1952), 157/165
- [9] TERZAGHI, K., JELINEK, R.: Theoretische Bodenmechanik. Springer Verlag, Berlin 1954
- [10] KÉZDI, Á.: Bodenmechanik. VEB-Verlag für Bauwesen, Berlin 1964
- [11] DE BEER, E. E.: Grundbruchberechnungen schräg und ausmittigt belasteter Flachgründungen. VDI-Z. 105 (1963) 9, 372/380; 11, 453/460; 15, 625/635
- [12] MEYERHOF, G. G.: The bearing capacity of foundations under eccentric and inclined loads. Proc. 3. Intern. Conf. Soil Mech. Found. I, Zürich 1953, S. 440/45
- [13] MEYERHOF, G. G.: The bearing capacity of soils under vehicle loads. Proc. 1. Intern. Conf. on the Mechanics of Soil-Vehicle Systems, Turin 1961. Edizioni Minerva Technica
- [14] DRUCKER, D. C.: On stress-strain relations for soils and load carrying capacity. Proc. 1. Intern. Conference on the Mechanics of Soil-Vehicle Systems, Turin 1961, S. 15/27. Edizioni Minerva Technica
- [15] REECE, A. R.: Principles of soil-vehicle mechanics. The Institution of Mechanical Engineers Proc. Automobile Div. 180 (1965—66), Part 2A
- [16] REECE, A. R., ADAMS, J.: One aspect of tracklayer performance. Trans. Am. Soc. Agric. Engrs. 9 (1966) 1, 6/9; 13
- [17] SÖHNE, W.: Wechselbeziehungen zwischen Fahrzeuglaufwerk und Boden beim Fahren auf unbefestigter Fahrbahn. Grundlagen der Landtechnik (1960) 13, 21/34
- [18] JANOSI, Z., HANAMOTO, B.: The analytical determination of drawbar pull as a function of slip for tracked vehicles in deformable soils. Proc. 1. Intern. Conf. on the Mechanics of Soil-Vehicle-Systems, Turin 1961 S. 707/736. Edizioni Minerva Technica
- [19] SELA, A. D.: The shear stress-deformation relationship of soils. Journal of Terramechanics 1 (1964) 1, 31/37
- [20] TAYLOR, J. H., VANDENBERG, G. E.: Role of displacement in a simple traction system. Trans. Am. Soc. Agric. Engrs. 9 (1966) 1, 10/13
- [21] BOROWICKA, H.: Die mechanischen Eigenschaften der Böden. Mitteilungen des Institutes für Grundbau und Bodenmechanik der TH Wien 1961, H. 3
- [22] HAYTHORNTHWAITE, R. N.: Methods of plasticity in land locomotion studies. Proc. 1. Intern. Conf. on the Mechanics of Soil-Vehicle Systems, Turin 1961, S. 28/44. Edizioni Minerva Technica
- [23] SÖHNE, W.: Reibung und Kohäsion bei Ackerböden. Grundlagen der Landtechnik (1953) 5, 64/80
- [24] RATHJE, J.: Der Schnittvorgang im Sande. Forschg. auf dem Gebiet des Ingenieurwesens, Ausgabe B. Bd. 2, Forschungsheft 350, VDI-Verlag, Berlin 1931
- [25] WITNEY, B. D., HETTIARATCHI, D. R. P., REECE, A. R.: The basis of the soil failure theory. Proc. 2. Intern. Conf. for Terrain-Vehicle Systems, Quebec 1966. University of Toronto Press
- [26] von SOOS, P.: Neue Entwicklungen in der Bodenmechanik. VDI-Z. 109 (1967) 8, 332/38 sowie VDI-Berichtsheft 109
- [27] SKEMPTON, A. W., BJERRUM, L.: A contribution of the settlement analysis of foundations on clay. Geotechnique 1958, S. 168/178
- [28] LORENZ, H., GÜDEHUS, G.: Vortrag auf der Baugrundtagung 1966 in München, Veröffentlichung durch die Degebo in Vorbereitung; Berlin 1967

Résumé

Sun-Whi Cho, Helmut Schwanghart, Hans von Sybel: L'effet d'espaces de chenilles de tracteur évoluant sur un sol meuble.

Le pouvoir porteur d'un sol incompressible sous la charge inclinée d'un maillon de chenille plat ou profilé peut être déterminé par l'analyse du moment de passage des phénomènes de cisaillement de l'état d'équilibre élastique (rupture de fond) à l'écoulement plastique. Les efforts de traction mesurés au banc d'essai fisee sur un maillon isolé „marchant pas à pas“ rentrent dans les limites mentionnées.

L'effet d'espaces maximum auquel on peut s'attendre sur un sol dur, ne peut être atteint sur un sol meuble étant donné que la réaction de tels sols se compose essentiellement de phénomènes de compression et de déplacement, Si le patinage et l'enfoncement par palinage augmentent, l'effort de traction accroît également pouvant entraîner des déformations considérables. Ceci peut être expliqué par l'agrandissement des zones comprimées, par le comblement de creux préalablement creusés par les patins et probablement aussi par le fait que l'on s'approche du sous-sol plus résistant.

Le calcul de l'effort de traction d'une chenille roulante entière par l'addition des efforts de traction de maillons isolés „marchant pas à pas“ fait ressortir la supériorité de la chenille à maillons espacés sur toute sa longueur sur les chenilles à maillons plats continus.

Sun-Whi Cho, Helmut Schwanghart, Hans von Sybel: "The Lattice Effect to Caterpillar Tracks on Loose Soils"

The bearing capacity of a noncompressible soil affected by an obliquely loaded grouser-plate can be determined by a limiting analysis of the change from "general shear" into elastic equilibrium versus "plastic flow". The thrust measured stationary on a "walking" space-guarded single link was found to range within the limits mentioned.

As the initial reaction in loose soil is mainly due to compression and backward-push, the maximum lattice effect, as might be expected on compact soil, is not obtained. However, if slip-path and slip-sinkage increase, the thrust also rises constantly until considerable deformations occur. The increasing extension of compressed zones, the filling-up of preceding grip-spaces, and probably also the approaching firmer underground may account for this observation.

Summing up the stationary thrust of a "walking" link on a whole rolling chain shows the superiority of an "elongated" chain over "broadened" arrangements.

Sun-Whi Cho, Helmut Schwanghart, Hans von Sybel: "El efecto del espacio en cadenas de oruga sobre terreno flojo"

La capacidad portante de un terreno no compresible bajo la carga inclinada de una placa o miembro de la cadena se puede determinar por un análisis límite de la transición de la „rotura general en equilibrio elástico“ a la „salida plástica“. Las fuerzas motrices medidas estacionariamente en un solo miembro „en avance“ de vacío blindado se pueden ordenar dentro de los mencionados límites.

Como la reacción en terreno suelto se constituye en primer lugar, predominantemente, de compresión y desplazamiento, el efecto máximo del vacío, cual se debería esperar en terreno firme, no se consigue. Empero si aumentan el recorrido de resbalamiento y hundimiento, sigue en aumento, en forma igualmente creciente, la fuerza motriz hasta considerables deformaciones. Esto se explica por la continua expansión de zonas comprimidas, el relleno de vacíos precedentes y probablemente también por la aproximación des firme subsuelo.

La suma de las fuerzas motrices de un solo miembro „en avance“ sobre toda una cadena rodante demuestra la superioridad de una cadena de miembros separados „alargada sin fin en sentido longitudinal“ frente a las „ensanchadas“ disposiciones.