

Bogenlauf vierachsiger Eisenbahnwagen.

Von Prof. Dr. Ing. Heumann, Aachen.

(Schluß.)

II. Drehgestellwagen.

Der Drehgestellwagen baut sich etwas schwerer als der Lenkachswagen: bei 56 t Nutzlast wie von I sei für jeden Drehgestellrahmen ein Mehrgewicht von 1,5 t, im ganzen also ein Mehrgewicht des Wagens von 3 t angenommen. Der Achsdruck $2Q$ beträgt mithin 20750 kg und fQ ist 2075 kg. Mit diesen sowie den unveränderten übrigen Zahlenwerten ist die Zahlenrechnung durchgeführt.

Bei Übergang aus der Geraden in den nicht überhöhten Bogen stößt der erste Radsatz des vorderen Drehgestells unter dem gleichen Anlaufwinkel α_0 am gleichen Punkt B_0 (s. Abb. 1) gegen die Außenschiene, wie beim Lenkachswagen, und wird von diesem Augenblick an von der „angelaufenen“ Schiene abgewiesen bzw. seitwärts verschoben durch die Richtkraft P_1 , die schon im ersten Augenblick des Anlaufbeginns, also während des Anlaufstoßes, als P_{100} nicht nur, wie bei I, den statischen und dynamischen Widerstand des anlaufenden Radsatzes, sondern darüber hinaus denjenigen des Fahrzeugs zu überwinden hat: denn hier ist im Gegensatz zu I das Quer- und Längsspiel zwischen Achslagern und Drehgestellrahmen und zwischen diesem und dem Wagenkasten so klein, soll jedenfalls in unserer Untersuchung so klein angenommen werden, daß jeder dem Radsatz erteilte Bewegungsimpuls sich bis in den Wagenkasten hinein auswirkt.

Der Anlaufstoßvorgang, in unserer Darstellung gekennzeichnet durch den Index 00 , soll hier etwas genauer als bei I betrachtet werden. Wir wollen die größte Querbeschleunigung, die der anlaufende Radsatz beim Anlaufstoß erfährt, für Ein- und Zweipunktberührung schätzen und von hier aus den Vorgang rechnerisch untersuchen. Für diese Schätzung gilt sinngemäß das beim Lenkachswagen über den zusätzlichen Anlaufstoß Gesagte. Dem Anlaufstoß folgt das eigentliche Einfahren, dessen erster Abschnitt gerechnet sei vom Zeitpunkt unmittelbar nach Aufhören des Anlaufstoßes bis zum Beginn des Anlaufens des ersten Radsatzes des hinteren Drehgestells an die Außenschiene. Während des Anlaufstoßes und nahezu auch noch im ersten Augenblick dieses ersten Abschnitts, — in unserer Darstellung gekennzeichnet durch den Index 0 —, wird das vordere Drehgestell unter Einschwenken in den Bogen um eine lotrechte Achse drehbeschleunigt, die durch seinen in der Nähe des letzten Radsatzes liegenden Reibungsmittelpunkt M_{10} geht, wie in meiner oben angezogenen Arbeit über das „Einfahren“ nachgewiesen ist. Genau genommen liegt diese Drehbeschleunigungsachse zu Beginn des ersten Abschnitts schon hinter M_{10} , weil auch der Reibungsmittelpunkt M_{10} in diesem Augenblick sich schon auf einer schwach gekrümmten Bahn bewegt, also querbeschleunigt wird. Das Drehgestell nimmt an seinem Drehzapfen den auf Federn ruhenden Wagenkasten mit. Dieser wird dabei im Sinne eines Einschwenkens in den Bogen um eine zunächst nicht lotrecht, sondern schrägliegende Achse O_0-O_0 (s. Abb. 8) drehbeschleunigt, deren Lage und Richtung unten genau festgelegt wird. Da diese Achse während des ganzen Einfahrens meistens schräg oder wagerecht liegt und die beiden Drehgestellrahmen sich nur um lotrechte Achsen gegenüber dem Wagenkasten drehen können, sonst

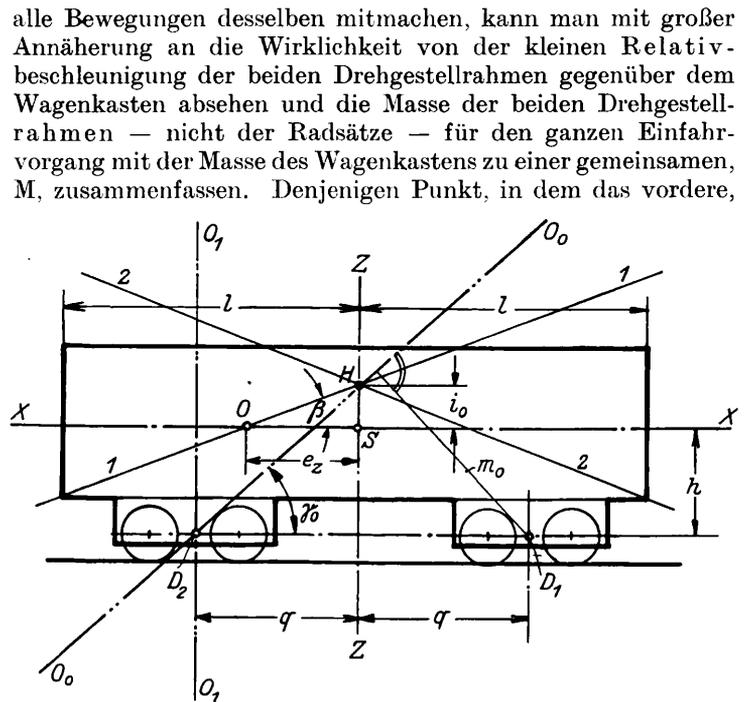


Abb. 8.

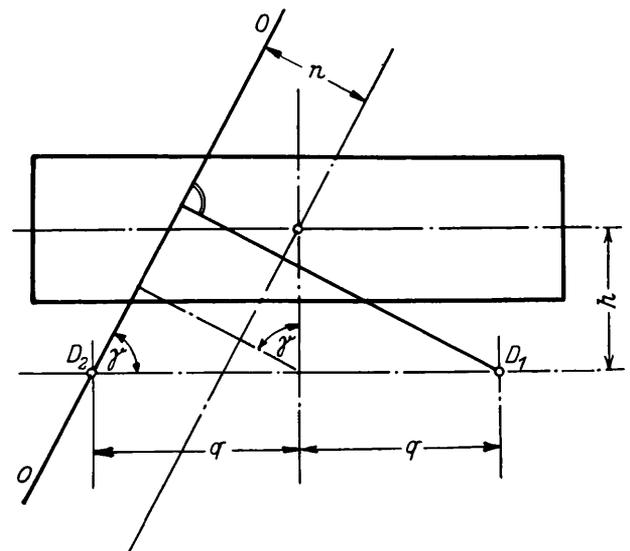


Abb. 8a.

jetzt nur aus der Masse der beiden Radsätze mit Achslagern und Federn bestehend gedachte, Drehgestell diese Wagenmasse M mitnimmt, können wir dann als lotrecht unter dem Drehzapfenmittel und in Höhe der Radsatzdrehachsen liegend ansehen; wir bezeichnen diesen Punkt mit D_1 .

Während dieses ganzen Abschnitts 1 des Einfahrens läuft das hintere Drehgestell mit seinen beiden Radsätzen noch genau geradeaus, während seine Rahmenmasse sich mit der angegebenen Annäherung als Teil von M um die schräge

weil das anlaufende Rad im Augenblick des Spurkranz-anlaufs sofort scharf von der Schiene abgewiesen wird, fast nie gefährlich hoch. Allerdings ist er stärker als beim freien Lenkradsatz.

Für unser Zahlenbeispiel wollen wir das größte b_{100} des Anlaufstoßes bei der günstigeren Einpunktberührung zu dem 2,5fachen des $b_a = \frac{v^2}{R}$ beim eigentlichen Einfahren annehmen, bei der ungünstigeren Zweipunktberührung noch erheblich höher.

Der Massenwiderstand $P_{d1} = b_1 \cdot M_r$ erhöht beim Drehgestellwagen nicht, wie beim Lenkachswagen,

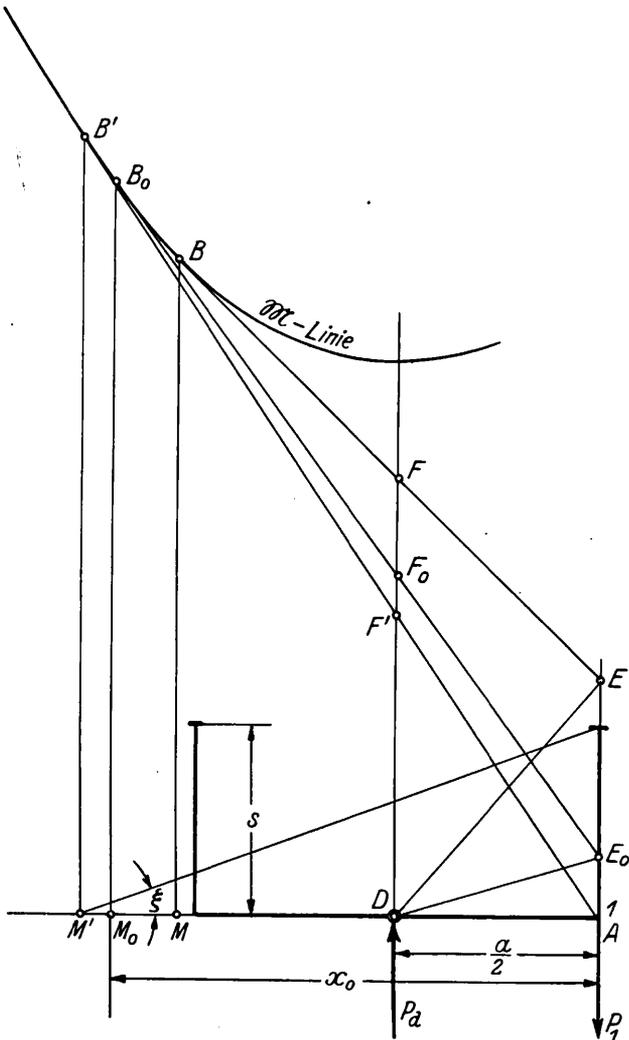


Abb. 11.

mit seinem vollen Betrage [die Richtkraft P_1 des anlaufenden Rades, sondern, weil P_a von den beiden Drehgestellachsen aufgenommen wird, nur etwa mit seinem halben Betrage. Diese Übersetzung bleibt natürlich während des ganzen Bogenlaufs erhalten. Auch in dieser Hinsicht ist der Drehgestellwagen dem Lenkachswagen überlegen.

Die Beziehungen zwischen b_{10} , b_a , P_{d10} und P_{10} ermitteln wir in folgender Weise. Wir setzen verschiedene angenommene Werte von P_{d10} in das von mir entwickelte Minimumverfahren (s. Organ 1913, 1928, 1930) ein, bestimmen danach, wie in Abb. 11 dargestellt, das jeweilige x_{10} des zugehörigen Reibungsmittelpunktes M_{10} und erhalten das zugehörige Verhältnis

$$\frac{b_a}{b_{10}} = \frac{x_{10}}{x_{10} - \frac{a}{2}}$$

sowie die Größe der Richtkraft P_{10} . In Abb. 11a

sind P_{d10} und P_{10} über $\frac{b_a}{b_{10}}$ aufgetragen. Weiter sind für $M_{r0} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^2 = 2540$ und verschiedene P_{d10} sowie zugehörige x_{10} das $b_{10} = \frac{P_{d10}}{M_{r0}}$ und $b_a = b_{10} \cdot \frac{x_{10}}{x_{10} - \frac{a}{2}}$ berechnet und in

Abb. 11 b b_{10} , P_{d10} und P_{10} über b_a aufgetragen. P_{d10} sowie P_{10} steigen mit wachsendem b_a zunehmend schwächer an und nähern sich ohne Rücksicht auf die kleine Massenwirkung des Drehgestells selbst dem gemeinsamen Höchstwert

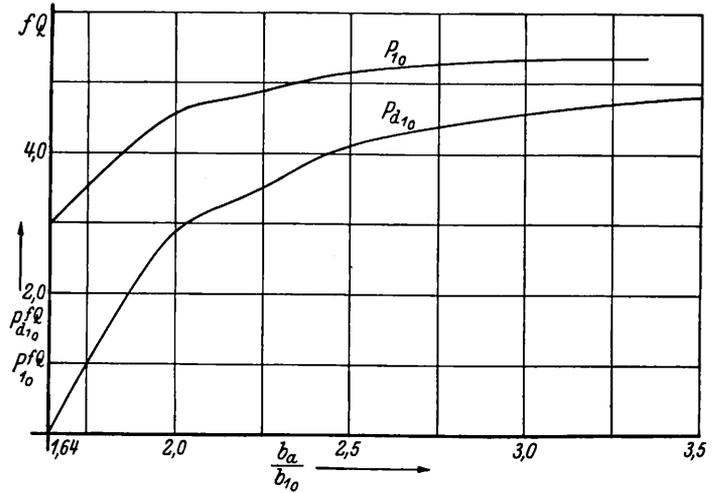


Abb. 11a.

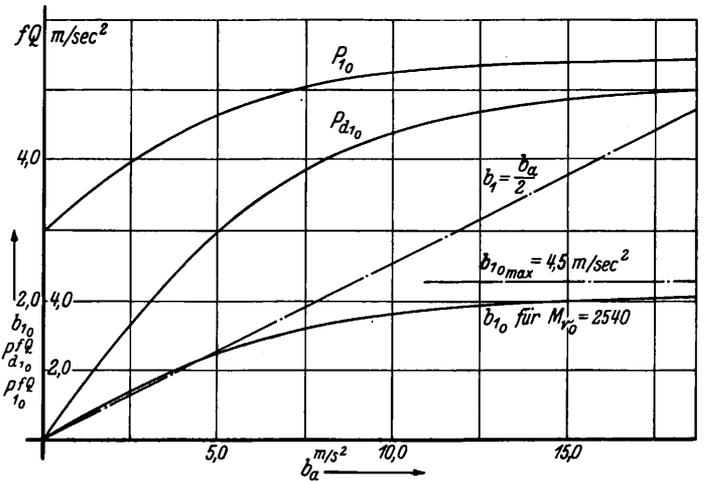


Abb. 11b.

$$4fQ \frac{\sqrt{\left(\frac{a}{2}\right)^2 + s^2}}{\frac{a}{2}},$$

den sie bei $b_a = \infty$, $x_{10} = \frac{a}{2}$ wirklich er-

reichen würden. Dies ergibt sich ohne weiteres aus der Betrachtung von Abb. 11. Es kann also auch beim stärksten denkbaren Anlaufstoß bei Zweipunktberührung, d. h. größtmöglichstem b_a , die Richtkraft P_{10} diesen Wert nicht erheblich überschreiten, der im vorliegenden Zahlenbeispiel zwar hoch ist, aber noch nicht an der Entgleisungsgrenze liegt. Der hintere Drehgestellradsatz wirkt als Rutschkupplung und weicht nach außen aus.

Anfang des ersten Abschnitts des Einfahrens (Index 0).

Wir wollen nun M_{r0} als denjenigen Wert von M_r ermitteln, der vorhanden ist in demjenigen zunächst gedachten Augen-

blick des Einfahrens, in welchem die Tragfedern auf beiden Wagenseiten noch gleich stark zusammengedrückt sind, sie also kein Moment auf den Wagenkasten ausüben, und in welchem auch die innere Tragfederreibung nicht in Anspruch genommen ist. Dieser Augenblick ist nicht der des Anlaufstoßes, denn in ihm wird wegen der durch das große b_a hervorgerufenen Neigung des Wagenkastens, seitlich auszuweichen, die Tragfederreibung bereits in Anspruch genommen; aber er kann angenähert sein der dem Anlaufstoß unmittelbar folgende erste Augenblick des eigentlichen Einfahrens, in welchem b_a

auf $\frac{v^2}{R}$ gesunken ist und der Wagenkasten wegen der Kürze der Zeit des Anlaufstoßes noch nicht merklich seitwärts ausgewichen sein kann. Für diesen Augenblick wollen wir zunächst die Lage und Richtung der Drehbeschleunigungsachse O_0-O_0 der Wagenkastenmasse und dann die Größe von $M_r = M_{r0}$ bestimmen.

In diesem Augenblick hat der Wagenkasten im Punkt D_1 infolge des vorangegangenen Anlaufstoßes bereits die sehr

kleine Quergeschwindigkeit $v_0 = \frac{x_{10} - \frac{a}{2}}{x_{10}} \cdot v \cdot \alpha_0$. Weil die

Tragfedern die Wagenkastenbewegung in diesem Augenblick noch nicht merklich beeinflussen, dürften in ihm die Drehachse und die Drehbeschleunigungsachse $O-O$ des Wagenkastens noch ziemlich zusammenfallen. Einen Punkt der gesuchten O_0-O_0 -Achse kennen wir bereits in D_2 , einen weiteren finden wir auf folgende Weise. Zunächst denken wir uns einmal den Wagenkasten frei beweglich, nicht in D_2 festgehalten, und im Punkt D_1 durch eine gedachte wagerechte Querkraft P_{d10}' mit b_1' beschleunigt (s. Abb. 8), dann würde er um die Achse 1-1 drehbeschleunigt werden, deren Lage und Richtung nach den obigen Erörterungen unter I

durch $e_z = \frac{I_z}{M} \cdot \frac{1}{q}$ und $tg \beta = \frac{q}{h} \cdot \frac{I_x}{I_z}$ festgelegt ist. Dabei

würde der freibeweglich gedachte Punkt D_2 eine Beschleunigung b_2' erfahren gleichgerichtet b_1' , aber kleiner als dieses. Jetzt denken wir P_{d10}' weggenommen und lassen in D_2 eine Kraft $-P_{d20}'$ angreifen, parallel P_{d10}' , aber ihr entgegengesetzt gerichtet, die den Wagenkasten in D_2 mit $-b_2'$ beschleunigt, so groß, daß Punkt D_2 unter Wirkung beider Kräfte sich nicht von der Stelle bewegen würde. Unter Wirkung von $-P_{d20}'$ würde der Wagenkasten um eine Achse 2-2, die genau symmetrisch zu 1-1 liegt, drehbeschleunigt werden, nur mit kleinerer Winkelbeschleunigung als oben um 1-1. Wir können uns vorstellen, daß die wirkliche Bewegung des Wagenkastens dadurch zustande kommt, daß er gleichzeitig die beiden gekennzeichneten Bewegungen macht. Dann muß die Achse der wirklichen Drehbeschleunigung durch den Punkt gehen, den die beiden Achsen 1-1 und 2-2 gemeinsam haben, d. h. durch ihren Schnittpunkt H. Ein zweiter Punkt ist D_2 ; die Achse O_0-O_0 der Drehbeschleunigung vom M und angenähert auch die Drehachse des Wagenkastens in diesem Augenblick ist also festgelegt durch $D_2 H$; der Winkel ihrer Neigung gegen die Wagerechte heiße γ_0 .

M_{r0} bestimmt sich danach in folgender Weise: Nach Abb. 8 ist

$$i_0 = e_z \cdot tg \beta = \frac{I_z}{M} \cdot \frac{1}{q} \cdot \frac{q}{h} \cdot \frac{I_x}{I_z} = \frac{I_x}{M} \cdot \frac{1}{h} \dots 12),$$

$$tg \gamma_0 = \frac{i_0 + h}{q} = \frac{\frac{I_x}{M} \cdot \frac{1}{h} + h}{q} = \frac{h}{q} \cdot \frac{I_x + Mh^2}{Mh^2} \dots 13)$$

und $M_{r0} = \frac{J}{m_0^2} = \frac{J}{(2q \sin \gamma_0)^2}$, wenn J das Trägheitsmoment

der Wagenkastenmasse in bezug auf die Achse O_0-O_0 bedeutet. Es ist nach Abb. 8: $J = J_s + M \cdot (i_0 \cos \gamma_0)^2$, worin J_s das Trägheitsmoment des Wagenkastens in bezug auf eine durch dessen Schwerpunkt parallel zu O_0-O_0 gehende bedeutet. Nach bekannten Regeln der Mechanik ist $J_s = J_x \cdot \cos^2 \gamma_0 + J_z \cdot \sin^2 \gamma_0$. Setzt man diesen Ausdruck in den für J ein, denjenigen für J in den für M_{r0} , so erhält man nach einigen Umformungen den einfachen Ausdruck

$$M_{r0} = \frac{J_z}{4q^2} + \frac{J_x}{4h^2} \cdot \frac{Mh^2}{J_x + Mh^2} \dots 14).$$

Sein Aufbau zeigt wieder deutlich den günstigen Einfluß großen Drehzapfenabstandes und hoher Schwerpunktlage.

Die Zahlenrechnung ist weiter unten zusammenhängend durchgeführt. Das M_{r00} für den Anlaufstoß, bei dem die Tragfederreibung in Anspruch genommen wird, wird später ermittelt.

Weiterer Verlauf des ersten Abschnitts des Einfahrens (Index 1).

Dies alles gilt nur für den Augenblick des Beginns des ersten Abschnitts des eigentlichen Einfahrens. In dessen weiterem Verlauf wachsen, wie gesagt, b_1 und M_r und damit auch $P_{d1} = M_r \cdot b_{10}$. b_1 wächst, weil der zweite Radsatz des vorderen Drehgestells in den Bogen einschwenkt, die Übersetzung des Drehgestells infolgedessen abnimmt und bald ganz aufhört. In diesem Augenblick des Aufhörens erreicht

b_1 seinen Höchstwert $b_a = \frac{v^2}{R}$ und verharrt im weiteren Verlauf auf ihm. Im allgemeinen erreicht b_1 diesen seinen Höchstwert schon, bevor das hintere Drehgestell anläuft, also noch während des ersten Abschnitts des Einfahrens. Zeichnet man sich die Einfahrbahn s_e des vorderen Drehgestells des Zahlenbeispiels — etwa in der in meiner Arbeit über das Einfahren angegebenen Weise — auf (s. Abb. 10), so findet man, daß das Drehgestell vom Punkt B_0 des Anlaufbeginns seines ersten Radsatzes bis zum Punkt B' der endgültigen Einstellung seiner beiden Radsätze etwa $s_e = 5,4$ m vorrückt, also etwas weniger als den Abstand $2q = 6,3$ m der ersten Radsätze der beiden Drehgestelle, der für die Weglänge des ersten Abschnitts des Einfahrens maßgebend ist. Erst bei $2a < 5,4$ m würde b_1 während des ersten Abschnitts nicht mehr bis auf b_a anwachsen; so kleine Drehzapfenabstände $2q$ kommen wohl kaum vor. Die Art, in der b_1 ansteigt, ist mathematisch kaum zu erfassen.

Die auf D_1 reduzierte Wagenmasse M_r wächst im Verlauf des ersten Einfahrabschnittes, weil wegen der anfänglichen Schräglage der Drehbeschleunigungsachse des Wagenkastens O_0-O_0 beim Drehen desselben um diese Achse alle äußeren Tragfedern des Wagens gleichmäßig zusätzlich zusammengedrückt, alle inneren gleichmäßig gestreckt werden und die dadurch wachgerufenen Federkräfte ein Moment erzeugen, das sich der Drehung um die „wagerechte Komponente“ der $O-O$ -Achse widersetzt, seine Teildrehbeschleunigung ϵ_x wie bei I verkleinert, zu 0 und weiterhin sogar negativ werden läßt. Da die Drehung um die „lotrechte Komponente“ der $O-O$ -Achse nicht gehemmt, die Teildrehbeschleunigung ϵ_z des Wagenkastens nicht verkleinert wird, muß sich die Drehbeschleunigungsachse infolge dieser Tragfederwirkung unter allmählichem Wachsen von γ allmählich aufrichten und sogar nach hintenüberneigen, und muß M_r sich entsprechend ändern. Sie steht lotrecht bei $\epsilon_x = 0$.

Auch die Drehachse des Wagenkastens richtet sich auf, und zwar weil ω_x abnimmt, ω_z dagegen nicht, aber langsamer als die Drehbeschleunigungsachse. Sie steht lotrecht erst bei $\omega_x = 0$, d. h. stärkster Tragfederzusammendrückung bzw. -streckung und neigt sich nur dann hintenüber, wenn ω_x

negativ wird, d. h. der Wagenkasten noch während des Abschnitts 1 wieder seitlich zurückschwingt, was, wie unten gezeigt werden wird, infolge der Tragfederreibung im allgemeinen nicht der Fall ist. Die beiden Achsen treten im Verlauf des ersten Abschnitts also auseinander, haben dann nur noch den Punkt D_2 gemeinsam.

Wie ändert sich nun M_r mit der Richtung der Drehbeschleunigungsachse $O-O$, gegeben durch γ ? Für beliebiges $\gamma \geq \gamma_0$ ist nach Abb. 8a:

$$M_r = \frac{J}{4q^2 \sin^2 \gamma}, \text{ weiter}$$

$$J = J_s + M \cdot n^2, \quad n = q \sin \gamma - h \cos \gamma; \text{ außerdem ist}$$

$$J_s = J_x \cdot \cos^2 \gamma + J_z \cdot \sin^2 \gamma. \text{ Daraus erhält man:}$$

$$M_r = \frac{J_z + M q^2}{4 q^2} + \frac{J_x + M h^2}{4 q^2} \cotg^2 \gamma - \frac{1}{2} \cdot M \cdot \frac{h}{q} \cdot \cotg \gamma \quad (15).$$

Auch M_r ist hiernach stark abhängig vom q , sinkt stark mit zunehmendem q ; man sollte auch deswegen die Drehzapfen möglichst weit auseinanderziehen. Der Einfluß von h auf M_r ist aus diesem Ausdruck noch nicht deutlich erkennbar. Für $\tg \gamma = \tg \gamma_0 = \frac{h}{q} \cdot \left(\frac{J_x + M h^2}{M h^2} \right)$ ergibt die Gl. 15) den Wert M_{r0} der Gl. 14). Dasjenige $\gamma = \gamma''$, bei dem M_r seinen Mindestwert annimmt, finden wir, indem wir bilden:

$$\frac{d M_r}{d (\cotg \gamma)} = 0 = \frac{J_x + M h^2}{4 q^2} \cdot 2 \cotg \gamma'' - \frac{1}{2} \cdot M \cdot \frac{h}{q}, \text{ zu}$$

$$\cotg \gamma'' = \frac{q}{h} \cdot \frac{M h^2}{J_x + M h^2},$$

also übereinstimmend mit $\cotg \gamma_0$ nach Gl. 13)! und $M_{r0} = M_{r \min}$! Wir können mithin sagen: Üben die Tragfedern noch kein Moment auf den Wagenkasten aus, was angenähert zu Beginn des Abschnitts 1 des eigentlichen Einfahrens der Fall sein kann, so nimmt die Drehbeschleunigungsachse des Wagenkastens eine solche Richtung an, daß die auf D_1 reduzierte Wagenmasse M_r ihren Mindestwert erhält*).

Setzen wir $\cotg \gamma'' = \frac{h}{q} \cdot \frac{M h^2}{J_x + M h^2}$ in die Gl. 15) ein, so erhalten wir natürlich $M_{r \min} = M_{r0}$. Von $\gamma = \gamma''$ aus nimmt M_r mit ab- und mit zunehmendem γ zu, bis auf $M_r = \infty$ bei $\gamma = 0$ und $\gamma = \pi$, die aber beide praktisch nicht vorkommen. M_r steigt mit zunehmendem γ stark, ist bei $\gamma = \frac{\pi}{2} = \frac{J_z + M \cdot q^2}{4 q^2}$ gleich M_r' , in unserem Zahlenbeispiel = 4120 gegenüber $M_{r0} = 2540$ und erreicht seinen Höchstwert bei γ_{\max} . Das Steigen von M_r mit unter γ_0 abnehmendem γ hat kein praktisches Interesse. γ steigt im Verlaufe des ersten Abschnitts schnell an und gelangt bei nicht sehr großer innerer Tragfederreibung fast immer über $\frac{\pi}{2}$.

$\underline{\gamma}$. Für γ besteht die Beziehung $\cotg \gamma = \frac{\epsilon_x}{\epsilon_z}$. ϵ_x und ϵ_z wollen wir jetzt bestimmen.

$\underline{\epsilon_z}$. Wir bezeichnen diejenige Drehbeschleunigung des Wagenkastens, die dieser ohne Tragfederwirkung haben würde, mit ϵ' ; ohne Tragfederwirkung würde während des ganzen Abschnitts 1 der Winkel γ auf γ_0 verharren, wir erhalten mithin nach Abb. 8: $\epsilon' = \frac{b_1}{2 q \sin \gamma_0}$ und seine lotrechte Komponente $\epsilon'_z = \frac{b_1}{2 q \sin \gamma_0} \cdot \sin \gamma_0 = \frac{b_1}{2 q}$; diese nimmt also proportional b_1 zu. Zur Verdeutlichung tragen wir in Abb. 12 ϵ' , ϵ'_z und die wagerechte Komponente von ϵ' , ϵ'_x

wie üblich auf ihren Achsen auf. Da nun die Tragfederwirkung auf die lotrechte Komponente ϵ_z der wirklichen Drehbeschleunigung des Wagenkastens ϵ ohne Einfluß ist, ist ϵ'_z gleichzeitig ϵ_z . Auch ϵ_z ist also unabhängig von γ , allein proportional b_1 , das, wie gesagt, allmählich von b_{10} auf b_a anwächst.

$\underline{\epsilon_x}$. Die zusätzliche Zusammendrückung $+z_1$ der äußeren Tragfedern und Streckung der inneren $-z_1$ erzeugt einen Winkelverzögerung ϵ'_{fx} des Wagenkastens um die wagerechte Komponente $D_1 D_2$ seiner $O-O$ -Achse, die wir aus der bekannten Beziehung erhalten: Widerstehendes Moment der Tragfedern $\mathcal{M} = \text{Winkelverzögerung } \epsilon'_{fx} \times \text{Trägheitsmoment der Wagenkastenmasse } M$ in bezug auf die Achse $D_1 D_2 = J_x + M \cdot h^2$. Bei der Festsetzung von \mathcal{M} ist die innere Reibung der Tragfedern zu berücksichtigen, namentlich soweit es sich um Blattfedern handelt, die starke innere Reibung haben. Das geschieht unter Absehung von der sehr geringen Geschwindigkeitsdämpfung durch einen Beiwert η der trockenen inneren Federreibung, der, mit der jeweiligen Federkraft multipliziert, je nach der Bewegungsrichtung zu dieser Kraft hinzukommt oder von ihr abzuziehen ist. Bezeichnet n_f die Blattzahl jeder Feder, n' die Zahl derjenigen

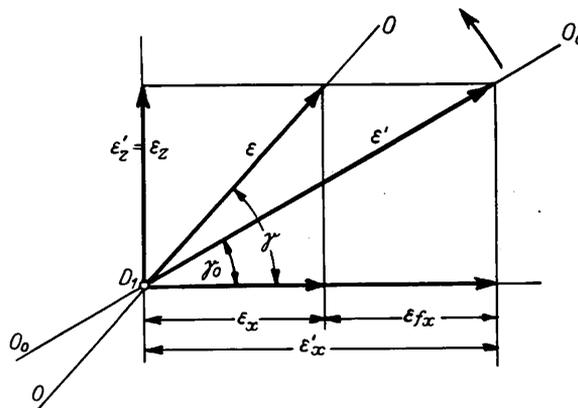


Abb. 12.

Blätter, die bis zum Federauge, also in größter Länge, durchgehen, l die halbe Tragfederlänge, h die Blattstärke, f' die Ziffer der inneren trockenen Reibung zwischen den Blättern, so kann

$$\text{nach Marié*) gesetzt werden } \eta = f' \cdot \frac{(n_f - 1) \left(n_f + \frac{n'}{2} \right)}{n_f \cdot l} \cdot h,$$

$$\text{im Zahlenbeispiel } \eta = f' \cdot \frac{7 \cdot 9,5}{8 \cdot 67 \text{ cm}} \cdot 1,6 \text{ cm}, \quad \eta = f' \cdot \frac{1}{5,04} \cdot f' \text{ kann}$$

bei ruhenden Federn zu etwa 0,35 angenommen werden, ist hier bei den ständig stark erschütterten erheblich kleiner zu nehmen; es sei zu 0,20 angenommen, dann ist η im Zahlenbeispiel = 0,0397 = $\sim 0,04$. Bezeichnet weiter p die Tragfederkonstante in kg/m , k den Abstand der Tragfedermitten von der lotrechten Fahrzeugmittellängsebene und n die Zahl der Radsätze oder der Tragfedern einer Wagenseite, so ist unter der Voraussetzung, daß beim Schwingen des Wagenkastens die Tragfedern einer Wagenseite ebensoviel zusätzlich zusammengedrückt wie die der anderen gestreckt werden, um $\pm z_1$, der Schwerpunkt des Wagenkastens sich also nicht hebt — was infolge der Erschütterungen beim Fahren der Fall sein dürfte, beim ruhenden Fahrzeug dagegen nicht — beim Ausschlagen gegen den Federdruck $\mathcal{M} = (n \cdot Q' + n \cdot p \cdot z_1) \cdot (1 + \eta) \cdot k - (n \cdot Q' - n \cdot p \cdot z_1) \cdot (1 - \eta) = 2 k \cdot n \cdot z_1 + 2 \cdot k \cdot n \cdot Q' \cdot \eta$, worin Q' die auf einem Rad ruhende gefederte Last bedeutet, mithin

*) Annales des mines, 10. Reihe, Bd. 7 bis 9, 1905 bis 1906 und Hütte I, 25. Aufl., S. 661. Der Ausdruck ist leicht abzuleiten aus der Summe der Reibungsarbeiten zwischen den einzelnen Blättern.

*) Das trifft auch für freie Beweglichkeit der Wagenkastenmasse zu.

$$\varepsilon_{fx} = \frac{M}{J_x + M \cdot h^2} \quad \varepsilon_{fx} = \frac{2 \cdot n \cdot k \cdot p \cdot z_1}{J_x + M \cdot h^2} + \frac{2 \cdot n \cdot k \cdot Q' \cdot \eta}{J_x + M \cdot h^2}$$

— Ebenso erhalten wir für die Winkelbeschleunigung ε_{fx} beim etwaigen Zurückschwingen des Wagenkastens unter Federdruck nach der Mittellage zu

$$\varepsilon_{fx} = \frac{2 \cdot k \cdot p \cdot n \cdot z_1}{J_x + M \cdot h^2} - \frac{2 \cdot n \cdot Q' \cdot \eta \cdot k}{J_x + M \cdot h^2}$$

Diese kommt nur zur Wirkung bei kleiner innerer Tragfederreibung, wie unten genau gezeigt wird. — Nun ist beim Ausschwingen gegen den Federdruck $\varepsilon_x = \varepsilon_x' - \varepsilon_{fx}$, wie aus Abb. 12 ohne weiteres hervorgeht, also mit

$$\varepsilon_x' = \varepsilon' \cdot \cos \gamma_0 = \frac{b_1}{2q} \cdot \cotg \gamma_0$$

$$\varepsilon_x = \frac{b_1}{2q} \cdot \cotg \gamma_0 - \frac{2 \cdot k \cdot p \cdot n}{J_x + M \cdot h^2} \cdot z_1 - \frac{2 \cdot n \cdot k \cdot Q'}{J_x + M \cdot h^2} \cdot \eta \quad \dots 16)$$

und

$$\tg \gamma = \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} = \frac{b_1/2q}{\frac{b_1}{2q} \cdot \cotg \gamma_0 - \frac{2 \cdot n \cdot k \cdot p}{J_x + M \cdot h^2} \cdot z_1 - \frac{2 \cdot n \cdot k \cdot Q'}{J_x + M \cdot h^2} \cdot \eta} \quad \dots 17).$$

Der Neigungswinkel γ der O—O-Achse und damit M_r , P_{d1} , P_1 , Y_1 wachsen also bei ein und demselben Fahrzeug mit zunehmendem seitlichem Wagenausschlag, gegeben durch z_1 . Daß γ auch mit wachsendem η zunimmt, kann man nach Gl. 17) nicht allgemein sagen, weil z_1 mit zunehmendem η abnimmt. Genaueres darüber unten. Hier sei nur vorausgenommen, daß vielmehr γ mit wachsendem η abnimmt, sobald ein Ausschlag z_1 vorhanden ist, und daß es nur bei $z_1 = 0$ mit wachsendem η zunimmt. γ_{max} tritt auf bei z_{1max} , das noch zu bestimmen ist.

Für $z_1 = 0$ und wirksame Tragfederreibung, d. h. für den Anlaufstoß und für den Augenblick kurz nach Beginn des ersten Abschnitts, in dem der Wagenkasten gerade beginnt, sich seitwärts zu neigen, ist

$$\tg \gamma = \frac{\frac{b_1}{2q}}{\frac{b_1}{2q} \cotg \gamma_0 - \frac{2 \cdot n \cdot k \cdot Q'}{J_x + M \cdot h^2} \cdot \eta} \quad \dots 17a),$$

$$z_1 = \frac{J_x + M \cdot h^2}{2 \cdot n \cdot p \cdot k^2} \left[\frac{k \cdot \cotg \gamma_0}{2q} \cdot b_m - \frac{2 \cdot n \cdot k^2 \cdot Q'}{J_x + M \cdot h^2} \cdot \eta + \sqrt{\left(\frac{k \cdot \cotg \gamma_0}{2q} \cdot b_m - \frac{2 \cdot n \cdot k^2 \cdot Q'}{J_x + M \cdot h^2} \cdot \eta \right)^2 + 2 \cdot c_1 \frac{2 \cdot n \cdot p \cdot k^2}{J_x + M \cdot h^2} \cdot \sin \left\{ (t - c_2) \sqrt{\frac{2 \cdot n \cdot p \cdot k^2}{J_x + M \cdot h^2}} \right\}} \right] \quad \dots 18).$$

Zur Vereinfachung schreiben wir diese Gleichung in der Form

$$z_1 = \frac{1}{A} \left[B + \sqrt{B^2 + 2c_1 \cdot A \cdot \sin \left\{ (t - c_2) \sqrt{A} \right\}} \right] \quad \dots 18).$$

Die Konstanten c_1 und c_2 bestimmen sich für das erste Ausschwingen in folgender Weise:

Für

$$t = 0 \text{ ist } z_1 = 0 \text{ und } \frac{dz_1}{dt} = \frac{v_0 \cdot \cos \gamma_0}{2q \cdot \sin \gamma_0} \cdot k = \frac{v_0}{2q} \cdot k \cdot \cotg \gamma_0 = v_1,$$

wenn v_0 die Quergeschwindigkeit des Punktes D_1 zur Zeit $t = 0$, Beginn des Abschnitts 1, ist. v_0 hat, wie oben ausgeführt, den Ausdruck

$$v_0 = v \cdot \alpha_0 = \frac{x_{10} - \frac{a}{2}}{x_{10}}$$

Weiter ist für $t = 0$ nach Gl. 16a)

$$\frac{d^2 z_1}{dt^2} = \frac{k \cdot b_{10}}{2q} \cdot \cotg \gamma_0 - \frac{2 \cdot n \cdot k^2 \cdot Q'}{J_x + M \cdot h^2} \cdot \eta = B_0,$$

etwas kleiner als B, weil b_{10} kleiner als b_m ist. Damit erhalten wir wie oben

$$c_2 = \sqrt{\frac{1}{A}} \cdot \arc \tg \left(\frac{B_0}{v_1} \cdot \sqrt{\frac{1}{A}} \right) \quad \dots 18a),$$

mit den zugehörigen Werten von b_1 , also um so größer, je größer die innere Tragfederreibung ist. Setzt man diesen Ausdruck in den der Gl. 15) für M_r ein, so erhält man:

$$M_r = M_{r0} + \frac{\eta^2}{b_1^2} \cdot \frac{(2 \cdot n \cdot k \cdot Q')^2}{J_x + M \cdot h^2} \quad \dots 17b),$$

mit $b_1 = b_{100}$ das M_r des Anlaufstoßes; danach wächst bei diesem Stoß die reduzierte Wagenmasse $M_r = M_{r00}$ merklich mit zunehmender Tragfederreibung an und nimmt sie mit wachsendem b_{100} merklich ab, so daß dann $P_{d100} = b_{100} \cdot M_{r00}$ bei wachsendem b_{100} nicht einfach proportional dieser Beschleunigung zunimmt, sondern schwächer. Das ist wiederum günstig für den Anlaufstoß. Das Gleiche gilt für den Augenblick kurz nach Beginn des ersten Abschnitts, in dem auch z_1 noch nahezu 0, die Tragfederreibung aber schon in Anspruch genommen ist. $\gamma = 90^\circ$, $\tg \gamma = \infty = \frac{1}{0}$, also lotrechte

Lage der O—O-Achse tritt auf bei

$$z_1 = z_1' = \frac{b_1}{2q} \cdot \cotg \gamma_0 \frac{J_x + M \cdot h^2}{2 \cdot n \cdot p \cdot k} - \frac{Q'}{p} \cdot \eta \quad \dots 17c).$$

Alle diese Ausdrücke gelten für das Ausschwingen des Wagenkastens aus der Mittellage, d. h. für $z_1 = 0$ bis $z_1 = z_{1max}$ bzw. z_{1min} ; für das bei kleiner innerer Tragfederreibung mögliche Zurückschwingen (z_{1max} bzw. z_{1min} bis $z_1 = 0$) ist das Vorzeichen des Summanden mit η umzukehren. Das gilt auch für die folgenden Ableitungen.

z_{1max} , z_{1min} und z_1 als f (t) erhalten wir aus der Betrachtung der Querschwingung des Wagenkastens auf seinen Tragfedern. Oben hatten wir gefunden $\varepsilon_x = \varepsilon_x' - \varepsilon_{fx}$. Darin

ist $\varepsilon_x = \frac{d^2 z_1}{dt^2} \cdot \frac{1}{k}$; somit erhalten wir Gl. 16) in der Form

$$\frac{d^2 z_1}{dt^2} \cdot \frac{1}{k} = \frac{b_1}{2q} \cdot \cotg \gamma_0 - \frac{2 \cdot n \cdot Q' \cdot k}{J_x + M \cdot h^2} \cdot \eta - \frac{2 \cdot n \cdot k \cdot p}{J_x + M \cdot h^2} \cdot z_1 \quad \dots 16a).$$

Darin ist b_1 mit t variabel. Zur Integration über t ersetzen wir dies variable b_1 durch einen während t konstanten Mittelwert b_m , der unten näher bestimmt wird, und erhalten damit als allgemeine Lösung dieser Differentialgleichung in gleicher Weise wie oben unter I

$$c_1 = \frac{v_1^2}{2} \quad \dots 18b),$$

$$z_{1max} = \frac{1}{A} \left[B + \sqrt{B^2 + v_1^2 \cdot A} \right] \quad \dots 18c),$$

$$\text{bei } t_1' = c_2 + \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{1}{A}} \quad \dots 18d),$$

um so kürzer, je größer η ist. Die Schwingungsdauer $T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{1}{A}}$

ist unabhängig von η . Aus Gl. 18) und 18a), 18c) geht deutlich hervor, daß und wie z_1 mit wachsendem η stark abnimmt. Setzt man den Ausdruck für z_1 bzw. z_{1max} nach Gl. 18) bzw. Gl. 18c) in den Ausdruck für γ nach Gl. 17) ein, so sieht man genau, daß und wie γ mit wachsendem η abnimmt, gemäß der obigen Behauptung.

b_m bestimmen wir angenähert in folgender Weise. b_m ändert sich mit der Zeit t des untersuchten Bewegungsabschnitts. Diese Zeit schätzen wir, nehmen zunächst lineare Zunahme des b_1 während der Zeit $t_e = \frac{s_0}{v}$ (s. oben), in der das vordere Drehgestell einschwenkt, an, erhalten daraus die Beschleunigung b_1 zur Zeit t, solange diese kleiner als t_e ist, zu

$b_1 = b_{10} + (b_a - b_{10}) \cdot \frac{t}{t_e}$, setzen nun, gemäß dem Einfluß von b_1 auf z_1 , bei t kleiner als t_e , das $b_m = b_{10} + (b_a - b_{10}) \cdot \frac{t}{t_e} \cdot \frac{1}{3}$ und erhöhen diesen Wert noch etwas, weil in Wirklichkeit b_1 stärker als linear mit t anwachsen dürfte. Ist t größer als t_e , so ist b_m nochmals etwas größer zu nehmen.

Schwingt der Wagenkasten noch zurück aus seiner seitlichen Lage $z_1 = z_{1\max}$, unter Rückwärtsbewegung seiner Drehbeschleunigungsachse, also Verkleinerung von γ und M_r und weiterem Neigen der Drehachse des Wagenkastens nach hinten über ihre lotrechte Lage hinaus, so bestimmen sich die Konstanten für diesen Bewegungsabschnitt in folgender Weise:

Für $t = 0$, also den Beginn dieser Rückwärtsbewegung, ist $z_1 = z_{1\max}$ und $\frac{d z_1}{d t} = 0$, mithin

$$c_2 = -\frac{\pi}{2} \cdot \sqrt{\frac{1}{A}} \dots \dots \dots 19a),$$

$$c_1 = A \cdot \frac{z_{1\max}^2}{2} - B_z \cdot z_{1\max} \dots \dots \dots 19b),$$

wenn B_z den B-Wert für das Zurückschwingen bedeutet, also $= \frac{b_m \cdot k \cdot \cotg \gamma_0}{2q} + \frac{2 \cdot n \cdot k^2 \cdot Q'}{J_x + M h^2} \cdot \eta$ ist, worin im allgemeinen $b_m \sim b_a$ angenommen werden kann. Setzt man diese Werte in Gl. 18) ein, so erhält man:

$$z_1 = \frac{1}{A} [B_z + (z_{1\max} \cdot A - B_z) \cos(t \sqrt{A})] \dots 19).$$

Diese Gleichung zeigt, daß der Wagenkasten nur dann aus seiner Lage $z_{1\max}$ zurückschwingt, unter Verkleinerung von γ und M_r , wenn der Faktor von $\cos(t \sqrt{A})$, nämlich $z_{1\max} \cdot A - B_z$ positiv ist; denn nur dann nimmt z_1 mit wachsendem t ab, wenn also

$$z_{1\max} > \frac{B_z}{A} \dots \dots \dots 20).$$

Dies ist nur bei sehr kleiner innerer Tragfederreibung der Fall. Meistens ist $z_{1\max} < \frac{B_z}{A}$; dann verharrt der Wagenkasten in der seitlichen Schräglage $z_{1\max}$, also mit stärkster hintenübergeneigter Drehbeschleunigungsachse, lotrechter Drehachse und $M_{r\max}$, bis das hintere Drehgestell mit seinem ersten Radsatz anzulaufen beginnt und damit den zweiten Bewegungsabschnitt einleitet.

Ist jene Bedingung der Gl. 20) erfüllt, schwingt also der Wagenkasten noch zurück, so erhalten wir für jedes t dieses Zurückschwingens die Geschwindigkeit $\frac{d z_1}{d t}$, indem wir die erste Ableitung von Gl. 19) bilden, also

$$v_{z_1} = \frac{d z_1}{d t} = -\sqrt{A} \left[z_{1\max} - \frac{B_z}{A} \right] \sin(t \sqrt{A}) \dots 21).$$

*) Dieser Ausdruck ergibt sich in folgender Weise. Bei linearer Zunahme mit t hat b_1 wie gesagt zur Zeit t den Ausdruck:

$b_1 = b_{10} + \frac{t}{t_e} (b_a - b_{10})$, mithin ist die Quergeschwindigkeit von D_1 zur Zeit t :

$v_D = \int b dt = b_{10} \cdot t + \frac{t^2}{2 t_e} (b_a - b_{10})$ und der Querweg von D_1 zur Zeit t , der dem Ausschlag z_1 entspricht:

$$s_D = \int v_D \cdot dt = b_{10} \cdot \frac{t^2}{2} + \frac{t^3}{6 \cdot t_e} (b_a - b_{10})$$

$$= \frac{t^2}{2} \left[b_{10} + \frac{t}{t_e} \cdot \frac{1}{3} (b_a - b_{10}) \right] = \frac{t^2}{2} \cdot b_m.$$

Bei großer Fahrgeschwindigkeit kann es vorkommen, daß das hintere Drehgestell anläuft, der zweite Bewegungsabschnitt beginnt, bevor z_1 seinen Höchstwert $z_{1\max}$ und M_r seinen Höchstwert $M_{r\max}$ erreicht hat. Dann ist aus der

bekanntem Zeitdauer t_1 des ersten Abschnitts $= \frac{2q}{v}$ nach Gl. 18) das dieser Zeit zugehörige z_1 auszurechnen. Je kleiner q und je größer v , desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß M_r auf dem ersten Abschnitt nicht seinen Höchstwert $M_{r\max}$ erreicht.

Bei großer innerer Tragfederreibung geben die Tragfedern zu Beginn des Abschnitts 1 überhaupt nicht nach. Dann springen in diesem Augenblick γ sofort auf $\frac{\pi}{2}$, M_r sofort auf M_r' , d. h. es dreht sich der Wagenkasten sofort, sobald er in Bewegung kommt, ohne auszuweichen, um seine lotrechte durch D_2 gehende Achse, die jetzt sowohl Dreh- als Drehbeschleunigungsachse ist. Das geschieht nach Gl. 17c) mit $z_1 = 0$ und $b_1 = b_{10}$ für

$$\eta \geq \frac{b_{10}}{4q} \cotg \gamma_0 \cdot \frac{J_x + M h^2}{n \cdot Q' \cdot k} = \eta_1 \dots \dots \dots 22).$$

Im weiteren Verlauf des Abschnitts 1 können bei einem η ein wenig größer als η_1 durch das allmählich anwachsende b_1 die Tragfedern noch zu leichtem Nachgeben gebracht werden, unter anfänglich leichter Rückwärts- und unter Umständen folgender Vorwärtsdrehung der O-O-Achse aus ihrer lotrechten Lage heraus; aber auch dann kann γ nicht merklich über $\frac{\pi}{2}$ hinaus steigen.

$$\text{Ist } \eta \text{ sogar } \geq \frac{b_a}{4q} \cdot \cotg \gamma_0 \cdot \frac{J_x + M h^2}{n \cdot Q' \cdot k} = \eta_2 \dots 22a),$$

so geben die Tragfedern während des ganzen ersten Abschnitts nicht nach, springen zu Beginn desselben ebenfalls γ auf $\frac{\pi}{2}$, M_r auf M_r' und verharren beide bis zum Ende des Abschnitts auf diesen Werten.

Mit γ und M_r steigen wie oben ausgeführt die Kräfte P_{a1} , P_1 und Y_1 . Diese Führungskräfte steigen also bei großem $\eta > \eta_1$ im weiteren Verlauf des Abschnitts 1 nicht so hoch an wie bei kleinerem η , weil γ nicht so hoch ansteigt, nämlich nur wenig über $\frac{\pi}{2}$. Sie springen aber bei großem $\eta > \eta_1$ gleich zu Anfang des Abschnitts höher als bei kleinerem η , weil das Anfangs- γ bei großem η nach Gl. 17a) größer ist als das Anfangs- γ bei kleinerem η , nämlich $\frac{\pi}{2}$ gegenüber γ nach Gl. 17a). Durch großes η kann also während des ganzen Abschnitts 1 des eigentlichen Einfahrens $z_1 = 0$ erzwungen werden. Während des vor dem eigentlichen Einfahren liegenden Anlaufstoßes ist bei jedem, auch dem kleinsten, η der Ausschlag $z_1 \sim 0$, wächst also auch der Winkel γ nach Gl. 17a) und M_r nach Gl. 17b) stark mit steigendem η , mit M_r wieder die Kräfte P_{a1} , P_1 und Y_1 ; diese Anlaufstoßkräfte können gefährlich hoch werden wegen des sehr großen b_{100} des Anlaufstoßes, obwohl nach Gl. 17b) das M_r mit zunehmendem b_{100} sinkt, $P_{a1} = M_r \cdot b_{100}$, also nicht in gleichem Maße steigt wie b_{100} . Genaueres darüber in der Zahlenrechnung unten. Mithin erreicht man durch ein großes η von mindestens η_1 die niedrigsten Höchstwerte der Führungskräfte auf Abschnitt 1, aber durch Senkung von η ein allmähliches Ansteigen dieser Kräfte, wenn auch auf höhere Endwerte, und außerdem niedrigere Führungskräfte während des Anlaufstoßes, was wegen deren Höhe besonders stark ins Gewicht fällt. Ein endgültiges

Urteil über die zweckmäßige Größe von η können wir aber erst nach Kenntnis von Abschnitt 2 fällen.

Die Zahlenrechnung ist weiter unten zusammenhängend durchgeführt. Deren Ergebnisse von b_1 , ϵ_x , ω_x , z_1 , M_r , P_1 und Y_1 für $\eta = 0$ und $\eta = 0,04$ sind in Abb. 13 zeichnerisch dargestellt in ihrem Wandel mit der Zeit. Das größte b_a beim Anlaufstoß ist zu $2,5 \cdot \frac{v^2}{R}$ angenommen. Weiter ist angenommen, daß b_1 zu Beginn des eigentlichen Einfahrens etwas schneller

einer Reibungsziffer $f' = 0,5$, kann also sehr wohl auftreten. Bei $\eta = 0,04$ schwingt der Wagenkasten nicht mehr zurück und sinken plötzlich die Führungskräfte im Augenblick des größten seitlichen Wagenaussschlags.

Zweiter Abschnitt des Einfahrens (Index 2).

Wir betrachten nun den zweiten und letzten Abschnitt des Einfahrens, der beginnt mit dem Anlaufen des ersten Radsatzes des hinteren Drehgestells und dauert, bis der Wagenkasten, durch beide Drehgestelle geführt, seine Schwingungen beendet hat; damit ist der Beharrungszustand des Durchfahrens erreicht. Dieser zweite Abschnitt wird also nicht abgebrochen, sondern klingt natürlich aus. Der Anlauf des hinteren Drehgestells an die Außenschiene geschieht ganz ähnlich wie der des vorderen (s. oben) im ersten Augenblick des Anlaufbeginns mit der Anlaufstoß-Richtkraft P_{300} , unmittelbar darauf mit der kleineren P_{30} . Bei Beginn dieses Abschnitts, unmittelbar nach dem Anlaufstoß wird das hintere Drehgestell drehbeschleunigt um eine näherungsweise durch seinen Reibungsmittelpunkt M_{20} gehende lotrechte Achse, $-M_{20}$ liegt dicht hinter dem zweiten Radsatz des Drehgestells, — nimmt in D_2 den Wagenkasten mit und überträgt hier auf ihn die wagrechte quergerichtete Beschleunigung $b_{30} =$

$$= b_a \cdot \frac{x_{30} - \frac{a}{2}}{x_{30}}$$

Zu Beginn dieses Abschnitts wird

der Wagenkasten also in D_1 mit b_a in D_2 mit b_{30} , das nahezu gleich b_{10} ist, da x_{30} nahezu $= x_{10}$ ist, wagrecht quer beschleunigt. Da b_{30} allmählich auf b_a steigt, weil das hintere Drehgestell allmählich in den Bogen einschwenkt, wird im weiteren Verlauf dieses zweiten Abschnitts der Wagenkasten bald sowohl in D_1 als in D_2 durch das gleichgroße b_a querbeschleunigt. — Die quergerichtete Geschwindigkeit beider Punkte, bezogen auf die Zulaufgerade, ist nicht gleichgroß, sondern die von D_2 ist um $\frac{2 \cdot q \cdot v}{R}$ kleiner als die von D_1 , weil D_1 in der Fahrriichtung um $2q$ vor D_2 liegt, also entsprechend früher abgelenkt wird, in dem Augenblick, in dem D_2 sich erst quer in Bewegung setzt, bereits die Quergeschwindigkeit $\frac{2 \cdot q}{R} \cdot v$ hat. —

Sobald das Hintergestell anläuft, gehen die Drehachse und die Drehbeschleunigungsachse O—O nicht mehr durch D_2 und trennt sich die Drehachse ganz von der Drehbeschleunigungsachse. — Bisher hatten sie einen Punkt, D_2 , gemeinsam. — Am Schluß dieses Abschnitts geht die Drehachse in lotrechter Lage durch den Krümmungsmittelpunkt, ist die

Drehbeschleunigungsachse dagegen ins Unendliche gerückt; vorher liegt sie fast oder ganz wagrecht in stark schwankender Höhe. Den Übergang der Achsen in ihrer Endlage zu verfolgen, ist ohne praktisches Interesse. Das Gesetz der Änderung von b_3 zu Beginn dieses Abschnitts ist wieder mathematisch schwer zu erfassen. Wir wollen, etwas zu ungünstig, für die ganze Dauer desselben $b_3 = b_a$ setzen, also wagerechte Lage der Drehbeschleunigungsachse annehmen, entsprechend $\epsilon_z = 0$, und mit dieser Annahme die Bewegung sowie die auftretenden Kräfte verfolgen. Der zusätzliche Anlaufstoßdruck am ersten Rad des Hintergestells kann angenähert gleich dem am ersten Rad des vorderen Drehgestells gesetzt werden.

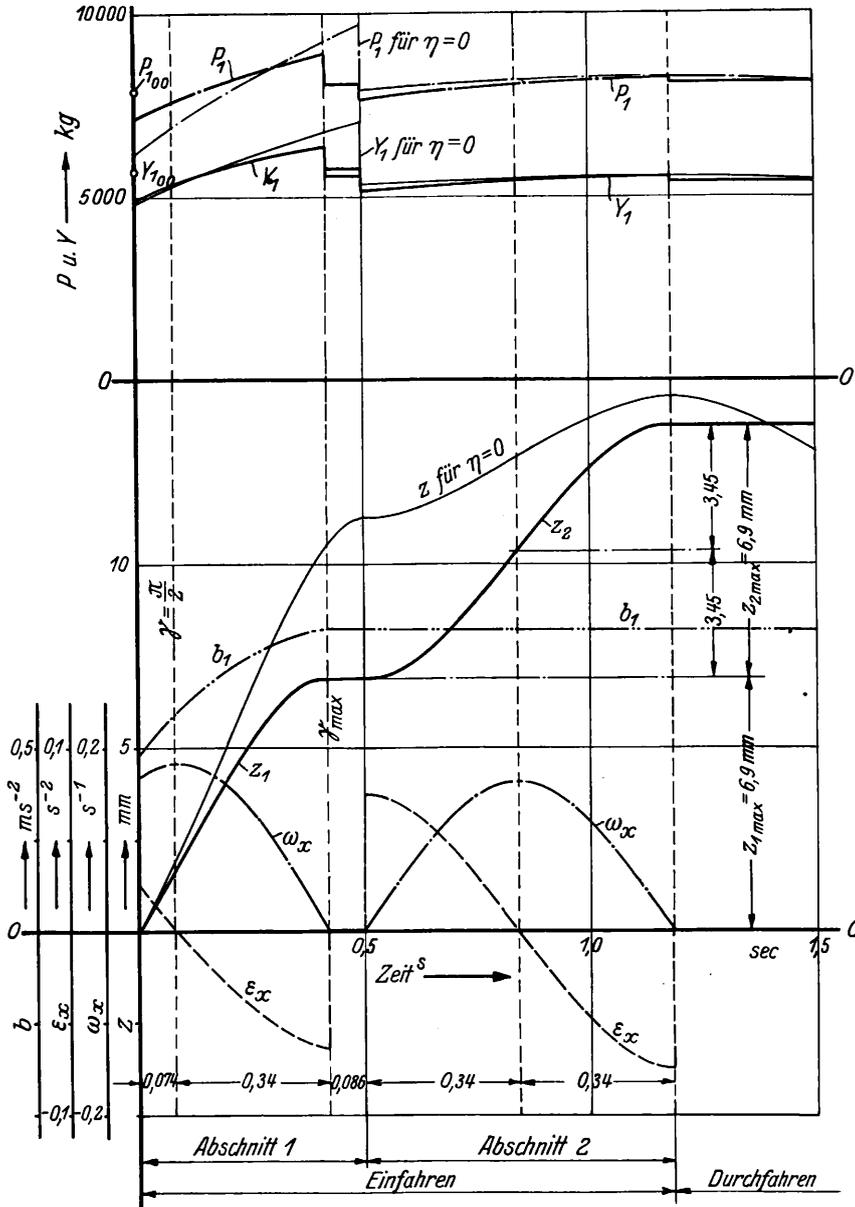


Abb. 13.

als linear mit der Zeit auf b_a ansteigt. ϵ_x bestimmt sich nach Gl. 16). ϵ_x , ω_x und z_1 verlaufen nicht genau sinusförmig über der Zeit, weil b_1 veränderlich ist. Bei dieser Annahme des Anlaufstoß- b_a werden die Führungskräfte gegen Ende des Abschnitts 1 ein wenig größer als beim Anlaufstoß; oft, namentlich bei Zweipunktberührung, dürfte aber beim Anlaufstoß ein höheres b_a auftreten. Bei $\eta = 0$ sind der größte durch z_{1max} gegebene seitliche Wagenkastenaussschlag und die zugehörigen M_r , P_1 und Y_1 viel größer als bei $\eta = 0,04$; während des Anlaufstoßes dagegen steigen die Führungskräfte etwas mit zunehmendem η . Derjenige Wert von $\eta = \eta_2$, bei dem der Wagenkasten auf dem ganzen Abschnitt 1 sich überhaupt nicht seitwärts neigt, ist $= 0,1$, entsprechend

Für einen beliebigen Zeitpunkt t dieses zweiten Abschnitts ist die wirkliche Winkelbeschleunigung $\varepsilon = \varepsilon_x$ des Wagenkastens gleich der algebraischen Summe der gedachten Winkelbeschleunigung ε' ohne Tragfederwirkung und der Winkelbeschleunigung $\mp \varepsilon_F$ durch die Tragfederwirkung (s. Abb. 14, die schematisch einen Querschnitt des Wagens darstellt), also $\varepsilon = \varepsilon' \mp \varepsilon_F$.

Ohne Tragfederwirkung würde der in D_1 und D_2 mit b_a querbeschleunigte, sonst frei beweglich zu denkende, Wagenkasten um eine wagerechte Längsachse winkelbeschleunigt werden, die um $i = \frac{J_x}{M \cdot h}$ über dem Wagenkastenschwerpunkt S liegt (s. Abb. 14); es ist also

$$\varepsilon' = \frac{b_a}{h + i} = \frac{b_a}{h + \frac{J_x}{M \cdot h}} = \frac{b_a \cdot M \cdot h}{M \cdot h^2 + J_x}$$

Das Moment \mathcal{M} der zusätzlich zusammengedrückten bzw. gestreckten Tragfedern widersetzt sich mit der Federzusammendrückung $z_1' + z_2$, wenn z_1' die Zusammendrückung am Ende des Abschnitts 1 und z_2 die auf dem zweiten Abschnitt noch hinzukommende z. Z. t desselben bedeutet, der Winkelbeschleunigung des Wagenkastens; und zwar erzeugt es eine Winkelbeschleunigung $-\varepsilon_F$ um die wagerechte Achse D_1D_2 , genau so, wie oben in Abschnitt 1. Nur diese Achse ist möglich, da in Höhe D_1, D_2 Achslager und Drehgestellrahmen aneinander anliegen, die Wagenkastenmasse M in Höhe D_1, D_2 seitlich festgehalten zu denken ist. — Wir erhalten mithin hier

$$-\varepsilon_F = \frac{2 \cdot k \cdot n \cdot p}{J_x + M \cdot h^2} (z_1' + z_2) \pm \frac{2 \cdot n \cdot Q' \cdot k}{J_x + M \cdot h^2} \cdot \eta$$

Die wirkliche Winkelbeschleunigung ε des Wagenkastens hat den Ausdruck $\frac{1}{k} \cdot \frac{d^2 z_2}{dt^2}$. Deren wagerechte Achse ändert ständig ihre Höhenlage. Mithin erhalten wir die Gleichung der Winkelbeschleunigung:

$$\frac{1}{k} \cdot \frac{d^2 z_2}{dt^2} = \frac{b_a \cdot M \cdot h}{J_x + M \cdot h^2} - \left[\frac{2 \cdot k \cdot n \cdot p}{J_x + M \cdot h^2} \cdot (z_1' + z_2) \pm \frac{2 \cdot n \cdot Q' \cdot k}{J_x + M \cdot h^2} \cdot \eta \right],$$

oder

$$\frac{d^2 z_2}{dt^2} = -z_2 \cdot \frac{2 \cdot k^2 \cdot n \cdot p}{J_x + M \cdot h^2} + \frac{b_a \cdot M \cdot h \cdot k}{J_x + M \cdot h^2} \mp \frac{2 \cdot n \cdot Q' \cdot \eta \cdot k^2}{J_x + M \cdot h^2} - \frac{2 \cdot k^2 \cdot n \cdot p \cdot z_1'}{J_x + M \cdot h^2} \dots \dots \dots 23a),$$

ganz ähnlich aufgebaut wie Gl. 16a) des Abschnitts 1; auch hier gilt das Minus für das Ausschlagen und das Plus für das etwa noch auftretende Zurückschwingen. Unter Einführung des Quotienten A der Gl. 18) schreiben wir Gl. 23a) in der Form

$$\frac{d^2 z_2}{dt^2} = -z_2 \cdot A + B_2 - A \cdot z_1' \dots \dots \dots 23a),$$

worin B_2 dem B der Gl. 18) entspricht, zahlenmäßig im allgemeinen erheblich größer als dieses ist. Die allgemeine Lösung dieser Gleichung lautet

$$z_2 = \frac{1}{A} \left[B_2 - A \cdot z_1' + \sqrt{(B_2 - A \cdot z_1')^2 + 2c_1' \cdot A \cdot \sin\{(t - c_2')\sqrt{A}\}} \right] \dots 23).$$

Die Konstanten c_1' und c_2' bestimmen sich für das erste Ausschlagen über z_1' hinaus in folgender Weise: Für $t = 0$ ist oben in Gl. 21) gefunden $\frac{dz_1}{dt} = v_{z_1}$, bei Nichtzurückschwingen des Wagenkastens aus $z_{1\max}$ während des ersten Abschnitts, wie im Zahlenbeispiel, $= 0$. Weiter ist für $t = 0$, also $z_2 = 0$ nach Gl. 23a) $\frac{d^2 z_2}{dt^2} = B_2 - A \cdot z_1'$, denn B_0 ist hier im allgemeinen $= B_2$. Damit erhalten wir wie oben

$$c_2' = \sqrt{\frac{1}{A}} \arctg \left(\frac{B_2 - A \cdot z_1'}{v_{z_1}} \sqrt{\frac{1}{A}} \right) \dots \dots 23b)$$

und

$$c_1' = \frac{1}{2} \cdot v_{z_1}^2 \dots \dots \dots 23c).$$

$z_{2\max}$ hat den Ausdruck

$$z_{2\max} = \frac{1}{A} \left[B_2 + \sqrt{(B_2 - A \cdot z_1')^2 + A \cdot v_{z_1}^2} \right] - z_1' \dots 23d)$$

bei

$$t_2' = c_2' + \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{1}{A}} \cdot T \text{ ist gleich } 2\pi \sqrt{\frac{1}{A}}.$$

Im Gegensatz zu $z_{1\max}$ tritt $z_{2\max}$ immer auf, vorausgesetzt, daß der Wagenkasten auf Abschnitt 2 sich überhaupt noch weiter nach außen über z_1' hinaus neigt, z_2 auftritt. Es tritt nicht auf, d. h. der Wagenkasten bleibt auf Abschnitt 2 seitlich in Ruhe, z_2 bleibt $= 0$, $\frac{d^2 z_2}{dt^2}$ ist $= 0$ bei $z_2 = 0$, wenn nach Gl. 23a)

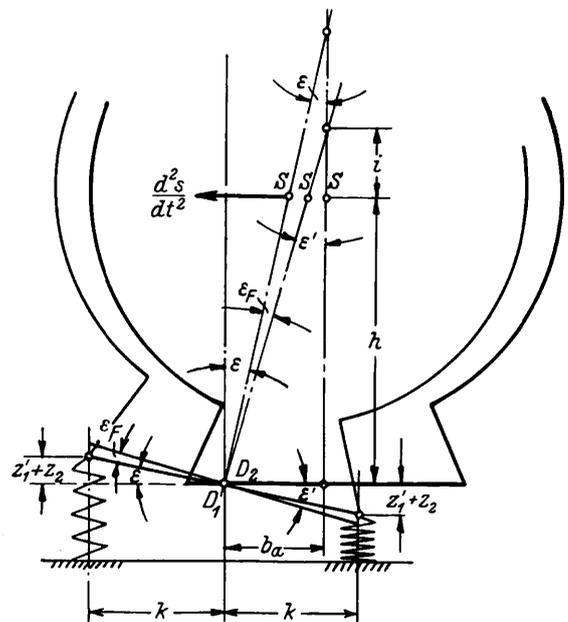


Abb. 14.

$$B_2 - A \cdot z_1' \leq 0 \text{ oder } \frac{b_a \cdot M \cdot h}{2 \cdot n \cdot k \cdot p} \leq z_1' + \frac{Q'}{p} \cdot \eta \dots 23e),$$

was bei sehr kleinem η vorkommen kann.

Für den häufig auftretenden Fall, daß $v_{z_1} \sim 0$ ist, nimmt Gl. 23d) die einfache Form an:

$$z_{2\max} = 2 \frac{B_2}{A} - 2 z_1' \dots \dots \dots 23f).$$

Wie ändert sich nun $z_{2\max}$ mit η ? Da mit zunehmendem η sowohl B_2 wie z_1' abnehmen, ist das aus Gl. 23d) und 23f), in denen B_2 und z_1' verschiedenes Vorzeichen haben, nicht zu ersehen. Ist $v_{z_1} \sim 0$ und $z_1' \sim z_{1\max}$, was meistens der Fall sein dürfte, so erhält man unter Beachtung von Gl. 18c) den Ausdruck für $z_{2\max}$:

$$z_{2\max} = 2 \cdot \frac{B_2 - B}{A} - \frac{2}{A} \sqrt{B^2 + v_1^2 \cdot A} \dots \dots 23h).$$

Da nun $B_2 - B$ unabhängig von η ist und B mit zunehmendem η abnimmt, mit abnehmendem η zunimmt, so nimmt $z_{2\max}$ mit abnehmendem η ab, im Gegensatz zu z_1 und kann wie gesagt bei sehr kleinem η gleich 0 werden. Das gilt auch, wenn $v_{z_1} \leq 0$ und $z_1' < z_{1\max}$ sind.

Der Gesamtausschlag $z_1' + z_{2max}$ ändert sich im allgemeinen mit η nicht stark; im vorliegenden Zahlenbeispiel nimmt er mit wachsendem η ein wenig ab.

Weiter hängt die Größe von z_{2max} davon ab, wie der Zeitpunkt t_a des Beginns des Abschnitts 2 zum Zeitpunkt t_1' der Erreichung von z_{1max} liegt. Je mehr t_a vor t_1' liegt, desto größer wird z_{2max} , vorausgesetzt, daß der Wagenkasten auf Abschnitt 1 überhaupt ausschwingt, daß also $\eta \leq \eta_2$ ist; und auch je mehr t_a hinter t_1' liegt, desto größer wird z_{2max} , allerdings nur dann, wenn der Wagenkasten auf Abschnitt 1 noch zurückschwingt, Gl. 20) erfüllt ist, was nur sehr selten, etwa bei Wickelfeldern mit sehr kleinem η , vorkommen dürfte. Dies ergibt sich ohne weiteres aus den obigen Darlegungen, Gl. 23d) und Abb. 13.

Schwingt der Wagenkasten noch zurück aus seiner seitlichen durch $z_1' + z_{2max}$ gegebenen Lage, so bestimmen sich für diesen Bewegungsabschnitt die Konstanten ebenso wie für das Zurückschwingen auf Abschnitt 1 zu

$c_2' = -\frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{1}{A}}$ und $c_1' = A \cdot \frac{z_{2max}^2}{2} - (B_{2z} - A \cdot z_1') z_{2max}$, wenn B_{2z} den B_2 -Wert für das Zurückschwingen bedeutet. Setzt man diese Werte in Gl. 23) ein, so erhält man:

$$z_2 = \frac{1}{A} [(B_{2z} - A \cdot z_1') + \{z_{2max} A - (B_{2z} - A \cdot z_1')\} \cos t \sqrt{A}] \dots 24)$$

Für $t = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{1}{A}}$ ist $z_2 = \frac{B_{2z}}{A} - z_1'$, $z_2 + z_1' = \frac{B_{2z}}{A}$;

für $t = \pi \sqrt{\frac{1}{A}}$ ist $z_2 = z_{2min} = 2 \cdot \frac{B_{2z}}{A} - (2 z_1' + z_{2max})$,

$$z_{2min} + z_1' = 2 \cdot \frac{B_{2z}}{A} - (z_1' + z_{2max}).$$

Wann schwingt nun der Wagenkasten aus der Lage $z_1' + z_{2max}$ zurück? Nach Gl. 24), wenn

$$z_{2max} \cdot A > B_{2z} - A \cdot z_1',$$

oder wenn

$$z_{2max} + z_1' > \frac{B_{2z}}{A} \dots \dots \dots 25)$$

eine Bedingung, die leichter erfüllt ist, als die der Gl. 20). In der Lage $z_{2min} + z_1'$ kommt der Wagenkasten dann gewöhnlich zur Ruhe, wenn nicht η ganz außerordentlich klein ist.

Aus dem Gesamtausschlag $z_1' + z_2$ erhalten wir die seitlichen Zapfendrucke P_{d1} und P_{d2} in folgender Weise. Mit der oben angegebenen Vernachlässigung hinsichtlich der Querschleunigung von D_2 sind diese beiden Kräfte gleich groß. Beide zusammen erteilen dem Schwerpunkt des Wagen-

kastens die Zentripetal- oder Querschleunigung $\frac{d^2 s_s}{dt^2}$; wir

haben also für einen Zapfendruck P_{d1} oder P_{d2} die Beziehung $P_d = \frac{M}{2} \cdot \frac{d^2 s_s}{dt^2}$. Nach Abb. 14 ist $\frac{d^2 s_s}{dt^2} = b_a - \varepsilon \cdot h$, also

nach den obigen Ausführungen $\frac{d^2 s_s}{dt^2} = b_a - \frac{d^2 z_2}{dt^2} \cdot \frac{h}{k}$, mithin

$$P_d = \frac{M}{2} \left(b_a - \frac{d^2 z_2}{dt^2} \cdot \frac{h}{k} \right) \text{ und nach Gl. 23a):}$$

$$P_d = \frac{M}{2} \left\{ b_a + (z_2 + z_1') \frac{2 n \cdot k \cdot p \cdot h}{J_x + M \cdot h^2} - b_a \frac{M \cdot h^2}{J_x + M \cdot h^2} \pm \frac{2 n \cdot Q' \cdot k \cdot h}{J_x + M \cdot h^2} \cdot \eta \right\}$$

$$P_d = \frac{1}{2} \frac{M}{J_x + M \cdot h^2} \left\{ b_a \cdot J_x + (z_1' + z_2 \pm \frac{Q'}{p} \cdot \eta) 2 n \cdot k \cdot p \cdot h \right\} \dots 26)$$

P_d nimmt also linear mit $z_1' + z_2 \pm \frac{Q'}{p} \cdot \eta$ zu und ab - wobei

für das Ausschwingen wieder das +-Zeichen gilt -, hat also seinen Höchstwert der Zeit nach bei z_{2max} . Wie ist nun P_d mit η veränderlich? Oben haben wir gefunden, daß $z_1' + z_{2max}$ mit zunehmendem η sich nur wenig ändert, im Zahlenbeispiel ein wenig abnimmt. Der Einfluß des Summanden $+\frac{Q'}{p} \cdot \eta$ beim Ausschwingen dürfte im allgemeinen ein Ansteigen der Summe $z_1' + z_2 + \frac{Q'}{p} \cdot \eta$ bewirken; es dürfte mithin der Zapfendruck P_d mit wachsendem η stetig zunehmen, von $\eta = 0$ an. Mit P_d steigen P_1 , P_3 und Y_1 , Y_3 , so daß man mit Rücksicht auf Abschnitt 2 η möglichst klein nehmen sollte, ebenso wie mit Rücksicht auf möglichst kleinen Anlaufstoß und möglichst sanftes Ansteigen der Führungskräfte auf Abschnitt 1. Andererseits steigen die Höchstwerte von P_1 und Y_1 , wie wir gesehen haben, auf Abschnitt 1 mit abnehmendem η . Man sollte demnach möglichst η einen solchen im allgemeinen ziemlich niedrigen Wert geben, daß die Höchstwerte der Führungskräfte während des Anlaufstoßes und während der Abschnitte 1 und 2 einigermaßen gleich groß werden, und daß sie auf Abschnitt 1 allmählich ansteigen.

Schwingt der Wagenkasten nicht mehr aus seiner Außenschräglage $z_1' + z_{2max}$ zurück, sondern verharrt er in ihr, so steigt P_d beim Ausschwingen um z_2 allmählich auf seinen Höchstwert P_{dmax} mit $z_1' + z_{2max}$ an, um dann bei Erreichen dieser Ruhelage sofort auf $\frac{M}{2} \cdot b_a$, die halbe Fliehkraft des Wagenkastens, zu sinken, auf den Wert des Beharrungszustandes beim Durchfahren des Bogens. Schwingt der Wagenkasten noch wieder zurück, so steigt P_d ebenfalls beim Ausschwingen auf P_{dmax} an, sinkt im Augenblick der Umkehr der Bewegung infolge Umkehr der Richtung der inneren Tragfederreibung plötzlich um $\frac{M}{J_x + M \cdot h^2} \cdot 2 \cdot n \cdot k \cdot h \cdot Q' \cdot \eta$ und während des Zurückschwingens weiter gemäß der Abnahme von z_2 . Sobald der Wagenkasten zur Ruhe kommt, nimmt auch hier P_d den Wert des Beharrungszustandes $\frac{M}{2} \cdot b_a$ an.

Die Zahlenrechnung ist unten zusammenhängend durchgeführt. Auch für diesen Abschnitt 2 sind $b_1 = b_a$, $\varepsilon_x = \varepsilon$, $\omega_x = \omega$, z_2 , $P_1 \sim P_3$, $Y_1 \sim Y_3$ in Abb. 13 über der Zeit aufgetragen. ε_1 , ω und z_2 verlaufen genau sinusförmig. Bei $\eta = 0$ ist z_2 erheblich kleiner als bei $\eta = 0,04$, $z_1' + z_{2max}$ ein wenig größer. Bei $\eta = 0,04$ schwingt der Wagenkasten nicht mehr zurück. Die Führungskräfte sinken im Augenblick des Anlaufbeginns des zweiten Drehgestells etwas und nehmen weiterhin langsam und stetig zu, Y_1 bleibt bei Anwachsen des η von 0 auf 0,04 ziemlich unverändert, nimmt bei weiter wachsendem η etwas zu. Bei $\eta = 0,04$ sinken die Führungskräfte plötzlich im Augenblick des größten Wagenausschlags auf die etwas kleineren Werte des Beharrungszustandes, bei $\eta = 0$ pendeln sie mit kleinen Ausschlägen um diese weiter.

Zahlenrechnung.

Unter überschlägiger Berücksichtigung der beiden Drehgestellrahmen erhalten wir:

$$J_x = 10830 \text{ kg ms}^2 \text{ und } J_z = 85000 \text{ kg ms}^2,$$

etwas größer als beim Lenkachswagen wegen des Hinzutretens der beiden Drehgestellrahmen von zusammen 3000 kg Gewicht, weiter $h = 2,4 - 0,075 \sim 2,33$ m, um 75 mm kleiner als beim Lenkachswagen, weil das Drehgestellrahmengewicht den Schwerpunkt etwas herabzieht.

M ist $= \frac{75000 + 3000}{9,81} = 7950$, mithin nach Gl. 12):

$$i_0 = \frac{10830}{7950} \cdot \frac{1}{2,33} = 0,585 \text{ m, nach Gl. 13) mit } q = 3,15:$$

$$\text{tg } \gamma_0 = \frac{2,33}{3,15} \cdot \frac{10830 + 7950 \cdot 2,33^2}{7950 \cdot 2,33^2} = 0,925, \gamma_0 = 42^\circ 45',$$

erheblich größer als β : nach Gl. 14):

$$M_{r0} = \frac{85000}{4 \cdot 3,15^2} + \frac{10830}{4 \cdot 2,33^2} \cdot \frac{7950 \cdot 2,33^2}{10830 + 7950 \cdot 2,33^2} = 2540,$$

auch erheblich größer als das M_r des Lenkachswagens.

$$b_a = \frac{v^2}{R} \text{ ist } = 0,82, \text{ wie beim Lenkachswagen.}$$

1. Für den Beginn des eigentlichen Einfahrens oder des Abschnitts 1 desselben, also den Augenblick, in welchem z_1 und η noch = 0 gesetzt werden können. $M_r = M_{r0} = 2540$ und $b_a = 0,82$ ist, erhalten wir aus Abb. 11 a $b_{10} = 0,48$ und $P_{d10} = 2540 \cdot 0,48 = 1220 \text{ kg} = 0,60 \text{ fQ}$. Tragen wir die diesem P_{d10} zugehörige Momentenlinie als DE_0 in die Abb. 11, die das Diagramm des Minimumverfahrens darstellt, ein und ziehen von E_0 eine Berührende $E_0 B_0$ an die \mathcal{M} -Linie des Drehgestells, so erhalten wir in M_0 , senkrecht unter B_0 , den Reibungsmittelpunkt des Gestells, mit $x_0 = 1,93 \text{ m}$ und in $\frac{F_0 D}{a}$ in entsprechendem Maßstab $P_{10} = 3,35 \text{ fQ} = 6950 \text{ kg}$. —

Für Massenwirkung 0, also $P_{d10} = 0$, ergibt das Diagramm $x = 2,04 \text{ m}$ und $P_1 = \frac{FD}{a} = 3,0 \text{ fQ} = 6225 \text{ kg}$; im fraglichen

Augenblick erhöht also der Massenwiderstand die Richtkraft P_1 nur um 11,5%. —

Zur Ermittlung des der Richtkraft P_{10} zugehörigen Führungsdrucks Y_{10} ist zunächst die durch P_{10} verursachte Zusatzbelastung des anlaufenden Rades zu bestimmen. Diese ist, da im fraglichen Augenblick $z_1 = 0$ und die Tragfederreibung als nicht in Anspruch genommen angesehen werden kann, nach Abb. 6 (oben) $\Delta Q = \frac{r}{2s} (P_{10} - 2 \text{ fQ} \cdot \cos \xi)$, mit der aus Abb. 11 hervorgehenden Bedeutung von ξ . Somit ist $Y_{10} = P_{10} - (Q + \Delta Q) \text{ f} \cdot \cos \xi$; im Zahlenbeispiel ist $\Delta Q = \frac{0,47}{1,5} (3,35 - 2 \cdot 0,93) = 0,47 \text{ fQ} = 970 \text{ kg}$ und $\frac{\Delta Q}{Q} = 0,0935$, mithin $Y_{10} = 3,35 - 1,0935 \cdot 0,93 = 2,33 \text{ fQ} = 4880 \text{ kg}$. — Für Massenwirkung 0 ist $\Delta Q = 725 \text{ kg}$ und $Y_1 = 4150 \text{ kg}$; die Massenwirkung erhöht also den Führungsdruck nur um 16,5%.

2. Für den Anlaufstoß schätzen wir bei Einpunktberührung das größte b_a zu etwa $2,5 \cdot 0,82 \sim 2,0$. Dem gehört bei $M_r = M_{r0} = 2540$ nach Abb. 11 b zu ein $b_{100} = 1,13$, bei dem hier wirklich vorhandenen etwas größeren M_r ein ein wenig kleineres b_1 ; von diesem kleinen Unterschied sei aber abgesehen. Nach Gl. 17 b) ist mit $n = 4$, $k = 0,98$, $Q' = 9625 - M_{r00} = 2540 + \frac{\eta^2}{b_{100}^2} \cdot 105400$, also für $\eta = 0,04$ und $b_{100} = 1,13$: $M_{r00} = 2672$ und $P_{d00} = 1,13 \cdot 2672 = 3020 \text{ kg} = 1,46 \text{ fQ}$. Diesem P_{d00} gehört nach dem Minimumverfahren zu $P_{100} = 8000 \text{ kg}$ und $Y_{100} \sim 5700 \text{ kg}$. Bei $\eta = 0,1$, entsprechend einer Federreibungsziffer $f' \sim 0,5$, die durchaus auftreten kann, wäre bei gleichem $b_{100} = 1,13 \dots M_{r00} = 3365$, $P_{d00} = 3810 \text{ kg}$, $P_{100} = 8400 \text{ kg}$ und $Y_{100} \sim 6100 \text{ kg}$, also merklich größer. Bei $\eta = 0$ und gleichem b_{100} wäre: $M_{r00} = 2540$, $P_{d00} = 2870 \text{ kg}$, $P_{100} = 7900 \text{ kg}$, $Y_{100} \sim 5680 \text{ kg}$.

Bei Zweipunktberührung kann P_{100} ohne Rücksicht auf die stets kleine Massenwirkung des Drehgestells selbst infolge seiner Beschleunigung um seine lotrecht durch D_1 gehende Achse höchstens steigen auf $4 \text{ fQ} \sqrt{\frac{0,8^2 + 0,75^2}{0,8}} = 11400 \text{ kg}$ und Y_{100} auf höchstens $\sim 9400 \text{ kg}$, zwar sehr hohe, aber noch nicht an der Entgleisungsgrenze liegende Werte. Ihnen liegt zugrunde $b_a = \infty$; da b_a in Wirklichkeit stets erheblich darunter liegen dürfte, dürften auch P_{100} und Y_{100} auch ungünstigsten Falles merklich kleiner bleiben.

3. Für den Augenblick kurz nach Beginn des eigentlichen Einfahrens oder des Abschnitts 1, in dem noch $z_1 = 0$ ist, aber die Tragfederreibung schon in Anspruch genommen ist, der Wagenkasten gerade anfängt, sich gegen diese seitwärts zu neigen, erhalten wir mit b_1 noch $= 0,48$, $\cot \gamma_0 = 1,08$ und $\eta = 0,04$ nach Gl. 17 a): $\text{tg } \gamma = 2,9$, $\gamma = 71^\circ$, also erheblich größer als $\gamma_0 = 42^\circ 45'$, weiter nach Gl. 15) $M_r = 3265$, ebenfalls erheblich größer als M_{r0} . — Den gleichen Wert von M_r erhalten wir natürlich auch unmittelbar aus Gl. 17 b). — Diesem M_r gehört zu nach Gl. 11) $P_{d1} = 0,48 \cdot 3265 = 1570 \text{ kg}$, nach dem Minimumverfahren $P_1 = 7160 \text{ kg} = 3,45 \text{ fQ}$ und $Y_1 = 4950 \text{ kg} = 2,38 \text{ fQ}$, nur wenig größer als P_{10} und Y_{10} .

η müßte mindestens gleich η_1 nach Gl. 22) sein, damit der Wagenkasten im fraglichen Augenblick sich nicht seitlich zu neigen begänne, also $\geq 0,058$, entsprechend einem f' der Federblätter von $\sim 0,29$, einem Wert, der leicht auftreten kann. Dann würden sein: $\gamma = \frac{\pi}{2}$, $M_r = M_r' = 4120$ und $P_1 = 7400 \text{ kg} = 3,56 \text{ fQ}$, $Y_1 = 5100 \text{ kg} = 2,46 \text{ fQ}$, nicht viel höher als bei $\eta = 0,04$.

4. Für den Augenblick lotrechter Lage der Drehbeschleunigungsachse $O-O$ auf Abschnitt 1 bei $\eta = 0,04$ ist $\gamma = \frac{\pi}{2}$, $\epsilon_x = 0$, $\omega_x = \omega_{x \text{ max}}$.

Zunächst sei b_m für die Zeitdauer t vom Beginn des Abschnitts 1 bis zum fraglichen Augenblick festgesetzt. t ist höchstwahrscheinlich erheblich kleiner als $t_0 = \frac{s_0}{v}$, die Dauer des Ansteigens des b_1 von $b_{10} = 0,48$ auf $b_a = 0,82$, also als $t_0 = \frac{5,4}{12,5} = 0,43 \text{ s}$. t sei zu $0,15 \text{ s}$ geschätzt. Dann ist b_m

etwas größer als $0,48 + (0,82 - 0,48) \frac{0,15}{0,43} \cdot \frac{1}{3} = 0,52$. Wir setzen $b_m = 0,57$ und prüfen später t nach. Dann ist nach Gl. 18) $A = 21,3$, $B = 0,041$, nach Gl. 16 a) $B_0 = 0,027$, weiter $v_0 = 12,5 \cdot 0,0136 \cdot \frac{1,93 - 0,8}{1,93} = 0,099$, $v_1 = 0,0166$, nach Gl. 18 b) $c_1 = 0,000139$ und nach Gl. 18 a) $c_2 = 0,74$. Den Ausschlag z_1 erhalten wir am einfachsten, indem wir in Gl. 16 a) $\frac{1}{k} \cdot \frac{d^2 z_1}{dt^2} = \epsilon_x = \frac{B}{k} - \frac{A}{k} \cdot z_1$ das $\epsilon_x = 0$ setzen; dann bekommen wir $z_1 = \frac{B}{A} = \frac{0,041}{21,3} = 0,0019 \text{ m} = 1,9 \text{ mm}$. Die zugehörige Zeit t erhalten wir aus Gl. 18) mit $z_1 = \frac{B}{A}$:

$$z_1 = \frac{B}{A} = \frac{0,041}{21,3} = 0,0019 \text{ m} = 1,9 \text{ mm}$$

$$z_1 = \frac{B}{A} = \frac{B}{A} + \frac{1}{A} \sqrt{B^2 + 2 c_1 A} \sin \{ (t - c_2 \sqrt{A}) \}$$

$t = c_2 = 0,074 \text{ s}$. Oben ist also t zu hoch geschätzt; b_m , B und infolgedessen z_1 und t werden noch ein wenig kleiner als $0,57 \text{ m s}^{-2}$, $1,9 \text{ mm}$ und $0,074 \text{ s}$ sein.

Wie groß ist nun b_1 im fraglichen Zeitpunkt? Bei linearem Ansteigen von b_1 während der Zeit $t = 0,074$ sec wäre

$$b_1 = 0,48 + (0,82 - 0,48) \frac{0,074}{0,43} = 0,54.$$

In Wirklichkeit steigt es etwas schneller an und ist t etwas kleiner als $0,074$ Sek.; wir setzen daher $b_1 = 0,59$ und erhalten damit $P_{d1} = 0,59 \cdot 4120 = 2430$ kg und nach dem Minimumverfahren $P_1 = 7600$ kg = $3,66$ fQ bei $x_1 = 1,84$ m. Zur Ermittlung von Y_1 müssen wir die Federzusammendrückung z_1 berücksichtigen. Wie oben (Abb. 6) erhöht die Weiterleitung eines Teils der Richtkraft P_1 durch den Drehgestellrahmen hindurch den lotrechten Schienendruck des anlaufenden Rades um $\Delta Q_a = (P_1 - 2 \cdot f \cdot Q \cos \xi) \frac{r}{2s}$; dazu kommt hier noch ΔQ_b

durch die Tragfederzusammendrückung z_1 :

$$\Delta Q_b = \frac{k}{s} [(Q' + z_1 \cdot p) (1 + \eta) - Q'] = \frac{k}{s} [z_1 \cdot p (1 + \eta) + \eta Q'];$$

es ist also $Y_1 = P_1 - (Q + \Delta Q_a + \Delta Q_b) f \cdot \cos \xi$.

Im Zahlenbeispiel ist $\Delta Q_a + \Delta Q_b = \Delta Q = 2075$ kg und $Y_1 = 7600 - 12450 \cdot 0,2 \cdot 0,92 = 5300$ kg = $2,55$ fQ.

5. Für den Augenblick des größten seitlichen Ausschlags des Wagenkastens auf Abschnitt 1 bei $\eta = 0,04$ ist: $z_1 = z_{1\max}$, $\gamma = \gamma_{\max}$, $\varepsilon_x = -\varepsilon_{x\max}$; $M_r = M_{r\max}$; P_{d1} , P_1 , $Y_1 = P_{d1\max}$, $P_{1\max}$, $Y_{1\max}$, $\omega_x \sim 0$, $t = t_1'$. Zunächst ist wieder b_m für die Zeitdauer t_1' festzusetzen. t_1' sei vorläufig zu $0,5$ s geschätzt, also etwas größer als $t_e = \frac{s_e}{v} = 0,43$ s.

Es ist dann also b_m aus zwei Gründen etwas größer als $b_{10} + \frac{b_a - b_{10}}{3} = 0,59$; wir setzen $b_m = 0,64$ und prüfen später t_1' nach. Dann ist nach Gl. 18) $B = 0,053$ und weiter wie oben $A = 21,3$, $B_0 = 0,027$, $v_0 = 0,099$, $v_1 = 0,0166$, $c_1 = 0,000139$ und $c_2 = 0,074$, mithin nach Gl. 18c):

$$z_{1\max}^m = \frac{1}{21,3} (0,053 + \sqrt{0,053^2 + 0,0166^2 \cdot 21,3}),$$

$$z_{1\max}^{mm} = 6,9 \quad \text{bei } t_1' = \sim 0,42 \text{ s.}$$

t_1' ist also oben einigermaßen richtig geschätzt; das dort angesetzte b_m kann beibehalten werden. Zur Zeit t_1' ist $b_1 \sim b_a = 0,82$; es erreicht diesen Wert bei $t_e = 0,43$ s. Nach Gl. 17) erhalten wir mit $b_1 = 0,82$, $\eta = 0,04$ und $p = 150000 \text{ tg } \gamma_{\max} = -2$, $\gamma_{\max} = 116^\circ 30'$, also erheblich größer als 90° . Weiter

ist nach Gl. 15) $M_{r\max} = 4120 + \frac{1360}{4} + \frac{2940}{2} = 5930$, mithin

$P_{d1\max} = 0,82 \cdot 5930 = 4870$ kg. Diesem P_{d1} gehört nach dem Minimumverfahren (Abb. 11 mit DE) zu eine Richtkraft $P_{1\max} = 4,31$ fQ = 8950 kg bei $x = 1,67$ m. Weiter erhalten wir wie oben unter 4. $\Delta Q_a = 1620$ kg, $\Delta Q_b = 1915$ kg, $\Delta Q = 3535$ kg und $Y_{1\max} = 6410$ kg = $3,09$ fQ.

Es muß nachgeprüft werden, ob der erste Abschnitt auch $t_1' = 0,42$ s dauert; er dauert $\frac{2q}{v} = \frac{2 \cdot 3,15}{12,5} = 0,5$ s, also etwas länger als t_1' ; $z_{1\max}$ und die zugehörigen berechneten Kräftewerte treten mithin tatsächlich auf. Y_1 steigt in $0,42$ s allmählich von 4950 kg auf 6410 kg an.

Wäre die innere Tragfederreibung = 0, also $\eta = 0$, so würde sein $B = 0,108$, $B_0 = 0,081$, $c_2 = 0,177$, die übrigen Bestimmungsgrößen von $z_{1\max}$ unverändert, mithin $z_{1\max} = 5,1 + 6,2 = 11,3$ mm, erheblich größer als bei $\eta = 0,04$ und etwas später auftretend, nämlich bei $t_1' = 0,177 + 0,342 \sim 0,52$ s, also nicht ganz, aber doch nahezu, erreicht, und es würde sein $\text{tg } \gamma_{\max} = -1,226$, $\gamma_{\max} = 129^\circ 10'$, $M_{r\max} = 7520$, $P_{d1\max} = 6180 = 2,97$ fQ, $P_{1\max} = 9680$ kg = $4,66$ fQ und $Y_{1\max} = 7080$ kg = $3,41$ fQ bei $\Delta Q = 4080$ kg. Bei $\eta = 0$

steigen also im Verlauf des Abschnitts 1 die Führungskräfte auf merklich höhere Höchstwerte an als bei $\eta = 0,04$.

Nach Gl. 22a) müßte $\eta = \eta_2 = 0,1$, also $f' \geq \sim 0,5$ sein, damit der Wagenkasten sich auf dem ganzen Abschnitt 1 überhaupt nicht nach außen neigte. Möglich sind, wie gesagt, so hohe Reibungswerte. Dann wäre während des ganzen Abschnitts 1 das $M_r = M_r' = 4120$ und während der Zeit von Ende des Einlaufs des ersten Gestells bis zum Anlauf des zweiten, also während der Zeit $t_e \div \frac{2q}{v} = 0,43 \div 0,5$ s nach

Beginn des Abschnitts $P_{d1} = 0,82 \cdot 4120 = 3380$ kg, $P_1 = 8100$ kg und $Y_1 = 5800$ kg, in den vorhergehenden $0,43$ s von den unter 3) berechneten Werten 7400 bzw. 5100 kg allmählich mit wachsendem b_1 auf diese Werte anwachsend.

Bei $\eta = \eta_1 = 0,058$, also derjenigen inneren Federreibung, bei welcher zu Beginn des Abschnitts 1 der Antrieb zur seitlichen Neigung des Wagenkastens noch = 0 ist, um von da an mit steigendem b_1 allmählich zu wachsen, erhalten wir mit dem unverändert angenommenen $b_m = 0,64$ die Werte $B = 0,028$, $B_0 = 0$, $c_2 = 0$, $t_1' = 0,34$ s, $z_{1\max} = 1,3 + 3,9 = 5,1$ mm, $\text{tg } \gamma_{\max} = -2,55$, $\gamma = 111^\circ 20'$, $M_{r\max} = 5480$, $P_{d1} = 4500$ kg und $P_1 = 8740$ kg, $Y_1 = 6320$ kg. Diese Kräfte treten auf während der Zeit $0,34 \div 0,5$ s nach Beginn des Abschnitts 1 und wachsen in den ersten $0,34$ s dieses Abschnitts von 7400 bzw. 5100 kg auf diese Werte an.

6. Vom Augenblick des größten seitlichen Ausschlags des Wagenkastens bis zum Ende des Abschnitts 1. Schwingt der Wagenkasten bei $\eta = 0,04$ aus $z_{1\max} = 0,0069$ noch zurück oder verharrt er in dieser Schräglage bis zum Ende des Abschnitts 1? Zum Zurückschwingen

muß erfüllt sein die Gl. 20) $z_{1\max} > \frac{B_z}{A}$ mit

$$B_z = \frac{b_a \cdot k \cdot \cotg \gamma_0}{2q} + \frac{2n \cdot k^2 \cdot Q'}{J_x + M \cdot h^2} \cdot \eta, \text{ also } z_{1\max} > 0,0091.$$

Da $z_{1\max}$ nur = $0,0069$ ist, schwingt der Wagenkasten nicht zurück, sondern verharrt bis zum Ende des Abschnitts 1, also während der Zeit $0,5 - 0,42 = 0,08$ s, in der durch $z_{1\max}$ gegebenen Schräglage.

Sobald der Wagenkasten in dieser Lage zur Ruhe kommt, sinkt plötzlich $-\varepsilon_x$ auf 0 und verharrt ω_x auf 0. Damit schnellt die O-O-Achse zurück in die lotrechte Lage, während sie sonst allmählich zurückgehen würde, und fallen plötzlich M_r auf $4120 = M_r'$, P_{d1} auf $0,82 \cdot 4120 = 3380$ kg, P_1 auf 8100 kg = $3,9$ fQ bei $x = 1,74$ m und Y_1 auf $5590 \div 5810$ kg bei $\Delta Q = 3260 \div 2150$ kg, je nach der Richtung der Tragfederreibung, die jetzt positiv und negativ auftreten kann, um auf diesen Werten bis zum Ende des Abschnitts 1 $- 0,08$ s lang $-$ zu verharren. Das gleiche gilt für $\eta > 0,04$.

7. Für den Beginn des Abschnitts 2 ist für $\eta = 0,04$ mit $z_1' = 0,069$, $z_2 = 0$ nach Gl. 26) $P_{d1} \sim P_{d2} = P_d = 2550$ kg. Bei Beginn des zweiten Abschnitts sinkt also der Zapfendruck des ersten Gestells plötzlich von 3380 auf 2550 kg infolge Anlaufens des zweiten. Diesem P_d gehört zu $P_1 = 3,7$ fQ = 7680 kg bei $x = 1,8$; P_1 sinkt also plötzlich von 8100 kg auf 7680 kg. Der Wagenkasten empfängt von diesem Augenblick an einen neuen Antrieb zu weiterem Ausschlagen, die Richtung der Tragfederreibung ist daher die gleiche, wie oben für 3., 4., 5.; $z_1' = 0,0069$ erhöht also wie oben den Raddruck Q des anlaufenden Rades des Vordergestells um

$$\Delta Q_b = 1915 \text{ kg, } \Delta Q_a \text{ ist } = \frac{0,47}{1,5} (3,7 - 2 \cdot 0,924) = 1200 \text{ kg,}$$

also $\Delta Q = 3115$ kg, mithin $Y_1 = 7680 - 13490 \cdot 0,2 \cdot 0,924 = 5180$ kg = $2,5$ fQ. Y_1 sinkt also plötzlich von $5590 \div 5810$ auf 5180 kg. P_3 und Y_3 , Richtkraft und Führungsdruck der

Vorderachse des hinteren Drehgestells, sind ein wenig kleiner, weil b_{30} noch nicht den vollen Wert b_a hat.

Bei $\eta = 0$ würde sein $P_d = 2930$, $P_1 = 7900$, $Y_1 = 5400$.
Bei $\eta = 0,058$ „ „ $P_d = 2420$, $P_1 = 7600$, $Y_1 = 5230$.
Bei $\eta = 0,10$ „ „ $P_d = 1880$, $P_1 = 7350$, $Y_1 = 5230$.

Die Zapfen- und Führungskräfte nehmen also im Augenblick des Beginns von Abschnitt 2 mit zunehmendem η noch ein wenig ab, wie auf Abschnitt 1.

8. Augenblick des größten seitlichen Ausschlags des Wagenkastens auf Abschnitt 2, damit des größten seitlichen Ausschlags des Wagenkastens überhaupt, gegeben durch $z_1' + z_{2\max}$. Wie groß ist zunächst $z_{2\max}$?

Für $\eta = 0,04$ ist $v_{z1} = 0$, $z_1' = 0,0069$, $A = 21,3$, also nach Gl. 23b) $c_2' = 0,34$, nach Gl. 23c) $c_1' = 0$, weiter nach Gl. 23a) $B_2 = 0,276 - 0,055 = 0,221$ und nach Gl. 23) $z_2 = 0,047 \cdot \left[0,074 + 0,074 \cdot \sin \left(4,62 t - \frac{\pi}{2} \right) \right]$, also $z_{2\max} = 0,0069$ bei $t_2' = 2 c_2' = 0,68$. Im ganzen werden mithin die Tragfedern zusammengedrückt um $z_1' + z_{2\max} = 0,0138$.

Für $\eta = 0$ haben wir oben erhalten $z_1' = 0,0113$, weiter ist hierfür $v_{z1} \sim 0$ und $B_2 = 0,276$, mithin $z_{2\max} \sim \frac{2 \cdot 0,276}{21,3} - 2 \cdot 0,0113 = 0,0033$, auftretend beim gleichen $t_2' = 0,68$, erheblich kleiner als für $\eta = 0,04$. Dies ist der kleinste Wert von $z_{2\max}$. Die Gesamtzusammendrückung $z_{2\max} + z_1' = 0,0146$ ist ein wenig größer als für $\eta = 0,04$.

Für $\eta = \eta_1 = 0,058$, also $z_1' = 0,0051$, $v_{z1} = 0$ ist $B_2 = 0,197$ und $z_{2\max} = 0,0083$, $z_{2\max} + z_1' = 0,0134$.

Für $\eta = \eta_2 = 0,1$, also $z_1' = 0$ ist $B_2 = 0,139$ und $z_{2\max} = 0,013$, $z_{2\max} + z_1' = z_{2\max} \cdot t_2'$ ist, unabhängig von η , gleich $0,68$.

Man sieht hieraus deutlich, daß $z_{2\max}$ mit wachsendem η stetig und stark zunimmt, $z_{2\max} + z_1'$ aber damit langsam abnimmt.

Wie groß sind nun die Kräfte? Für $\eta = 0,04$ und $z_{2\max} = 0,0069$, $z_1' = 0,0069$ erhalten wir aus Gl. 26) $P_d = 3920$ kg. Ihm gehört zu $P_1 = 4,0$ fQ = 8300 kg bei $x = 1,66$ m und $Y_1 = 5550$ kg = $2,67$ fQ bei dem hohen $\Delta Q = 4720$, aus dessen Höhe sich die verhältnismäßige Kleinheit von Y_1 erklärt.

Diese Werte treten auf $0,5 + 0,68 = 1,18$ s nach Anlaufbeginn und werden in $0,68$ Sek. allmählich von den unter 7. berechneten aus erreicht. Es sind die Höchstwerte des Abschnitts 2. Sie liegen den auf Abschnitt 1 erreichten Höchstwerten $P_1 = 8950$ kg und $Y_1 = 6410$ kg ziemlich nahe: $\eta = 0,04$ dürfte daher dem günstigsten Werte der Federreibung ziemlich naheliegen. Durch eine kleine Vergrößerung würde man einen noch besseren Ausgleich der Führungskräfte beider Abschnitte und eine kleine Verringerung ihrer absoluten Höchstwerte erreichen. P_3 und Y_3 sind genau so groß wie P_1 und Y_1 .

Bei $\eta = 0$ würde sein $P_d = 3600$, $P_1 = 8225$, $\Delta Q = 4240$, $Y_1 = 5565$.
Bei $\eta = 0,058$ „ „ $P_d = 4100$, $P_1 = 8400$, $\Delta Q = 4950$, $Y_1 = 5610$.
Bei $\eta = 0,10$ „ „ $P_d = 4650$, $P_1 = 8885$, $\Delta Q = 5650$, $Y_1 = 5970$.

In Übereinstimmung mit den obigen allgemeinen Ausführungen steigen also die Höchstwerte der Zapfen- und Führungskräfte auf Abschnitt 2 selbst mit zunehmendem η . Ein Vergleich mit den Höchstwerten des Abschnitts 1 unter 5. bei verschiedenem η zeigt, daß dort bei $\eta = 0,058$ $P_1 = 8740$, $Y_1 = 6320$ auftreten, also auch noch etwas größer als 8400

bzw. 5610 auf Abschnitt 2. Danach müßte η noch etwas über $0,058$ hinaus vergrößert werden, um die kleinsten Absolutwerte der Führungskräfte zu geben. Dem steht aber die Rücksicht auf den Anlaufstoß, wie oben ausgeführt, entgegen, wenn auch in unserem Zahlenbeispiel dabei bei Einpunktberührung nur $P_1 = 8400$ kg und $Y_1 = 6100$ kg bei $\eta = 0,1$ auftreten, denn es können beim Anlaufstoß auch höhere Querbeseleunigungen b_a als das zu $2,5 \cdot 0,82 \sim 2,0$ geschätzte vorkommen. Auch werden im Zahlenbeispiel durch die Vergrößerung von η über $0,04$ hinaus die Höchstkräfte auf Abschnitt 1 nur noch sehr wenig verkleinert, und die Kräfte schwanken zwischen den verschiedenen Werten mit wachsendem η plötzlich, steigen schneller an. Der günstigste Wert von η dürfte sich daher etwa über den Bereich $0,04 \div 0,05$ erstrecken. Bei der heute üblichen Herstellung und Unterhaltung der Blattfedern kann die Tragfederreibung in sehr viel weiteren Grenzen schwanken. Maßnahmen zur Festlegung in engeren und zweckmäßigeren Grenzen dürften sich empfehlen.

9. Vom Augenblick des größten seitlichen Ausschlags des Wagenkastens bis zum Ende des Abschnitts 2. Der Wagenkasten schwingt aus der durch $z_1' + z_{2\max}$ gegebenen Schräglage noch zurück, wenn nach

$$\text{Gl. 25) } z_{2\max} + z_1' > \frac{B_{2z}}{A}, \text{ also bei } \eta = 0,04$$

$$z_{2\max} + z_1' > \frac{0,276 + 0,055}{21,3} = 0,0155$$

ist. Da $z_{2\max} + z_1' = 0,0138$ kleiner ist, schwingt der Wagenkasten nicht mehr zurück, sondern verharrt weiterhin in der durch $z_1' + z_{2\max}$ gegebenen Schräglage unter Zurückschnellen von ε und ω auf 0 . Das gilt natürlich auch für $\eta > 0,04$.

Bei $\eta = 0$, also $z_1' + z_{2\max} = 0,0146$ muß der Wagenkasten natürlich zurückschwingen, wie auch $\frac{B_{2z}}{A} = \frac{0,276}{21,3} = 0,01295 < 0,0146$ bestätigt. Er schwingt in $0,68$ s zurück bis auf $z_{2\min} + z_1' = 0,0113 = z_1'$, also $z_{2\min} = 0$ und pendelt weiterhin um eine um $11,3 + \frac{3,3}{2} = 12,95$ mm aus der Mittel-lage verschobene Nullachse mit den sehr kleinen Ausschlägen von $\pm \frac{3,3}{2} = 1,65$ mm und entsprechend geringen Kräfte-

schwankungen um die Mittelwerte $P_d = \frac{M}{2} \cdot b_a = 3260$ kg, $P_1 = 8060$ kg und $Y_1 = 5430$ kg.

Sobald der Wagenkasten bei $\eta = 0,04$ in der durch $z_1' + z_{2\max} = 0,0138$ gegebenen Seitenneigung zur Ruhe kommt, sinkt mit dem Zurückschnellen von ε auf 0 das P_d plötzlich von 3920 auf $\frac{M}{2} \cdot b_a = \frac{7950}{2} \cdot 0,82 = 3260$ kg und sinken demgemäß P_1 und P_3 plötzlich auf 8060 kg = $3,88$ fQ bei $\Delta Q_a = 1330$ kg, $\Delta Q_b = \frac{P_d \cdot h}{2 \cdot 2s} = 2530$ kg, also $\Delta Q = 3860$ kg, Y_1 und Y_3 somit plötzlich auf 5430 kg = $2,62$ fQ, die Werte des Beharrungszustandes beim Durchfahren des Bogens. Das gilt auch für größeres η .

Zusammenfassung und Vergleich.

Bei dieser Wagenbauart werden alle Massenwirkungen sehr gut, viel besser als beim Lenkachswagen, aufgenommen, um so besser, je höher der Wagenkastenschwerpunkt liegt und je weiter auseinander die Drehzapfen liegen. Das wird hauptsächlich erreicht durch die Hebelwirkung der Drehgestelle und das nur äußerst kleine Maß der Spiele zwischen Radsätzen und Wagenkasten, als der Anlässe zu Stößen, das hier im

Gegensatz zum Lenkachswagen ausgeführt werden kann. Die Massenwirkungen liefern deshalb auch bei großen Zentripetalbeschleunigungen nur kleine Beiträge zu den Führungskräften, und diese steigen bei nicht zu großer innerer Tragfederreibung allmählich an.

Der Wagenkasten weicht beim Einfahren in den Bogen seitlich aus auf seinen Tragfedern und gerät dabei in Schwingungen. Auf diese und auf die Führungsdrücke ist die innere Tragfederreibung von großem Einfluß. Die kleinsten Führungskräfte ergibt ein niedriges Mittelmaß von Reibung, das bei Blattfedern einigermaßen, bei Wickelfedern wohl nie verwirklicht sein dürfte. Auf die „Schwingungsdauer“ hat die Reibung fast gar keinen, auf die „Schwingungswerte“ und auf die Zeit vom Anlaufbeginn bis zum stärksten Ausschlag und bis zum Aufhören des Schwingens dagegen großen Einfluß: diese Zeit ist um so größer, je kleiner die Reibung. Die größten Führungskräfte treten auf bei den größten Ausschlägen. Bei mittlerer Reibung gehen die Schwingungen des Wagenkastens und die entsprechenden Kräfteschwankungen noch langsam vor sich.

Der statische Schwenkwiderstand liefert hier einen größeren Beitrag zu den Führungskräften als beim Lenk-

Schienenverschleiß klein, kleiner als beim Lenkachswagen sein, bei dem im Bogen alle vier Räder außen anlaufen. Ein Innenanlauf der hinteren Radsätze kommt nicht in Frage, weil der Radstand $a = 1,6$ des Zahlenbeispiels dazu zu klein ist; er würde den Verschleiß der Außenschiene noch etwas verringern.

Wegen der sehr guten Aufnahme der Massenwirkungen bleibt beim Drehgestellwagen die Beanspruchung sowohl der Wagenbauteile als auch des Gleises niedrig. Dem Lenkachswagen dagegen haftet das Dilemma gefährlich hoher Beanspruchung gewisser Wagenbauteile oder des Gleises an. Im Zahlenbeispiel sind die Achshalter gefährlich hoch beansprucht. Dadurch, daß man sie dicker und breiter macht, erreicht man zwar, daß sie selber schwächer, aber daß diejenigen Wagenbauteile, an denen sie befestigt sind, gefährlich hoch beansprucht werden, also nur, daß der Gefahrpunkt in den Wagen hinein verlegt wird. Verstärkt man auch diese inneren Teile, so wird der Führungsdruck Y so hoch, daß die Wagenachsen, Räder und das Gleis gefährdet werden und die Entgleisungsgefahr akut wird. Außerdem ist zu beachten, daß mit einer Verstärkung des Lenkachwagens sein einziger Vorteil etwas geringeren Gewichts mehr und mehr verschwindet.

Tabelle 2.

	Ohne Massenwirkung	Anlaufstoß (1.-P.-B.)	Einfahren						Durchfahren	
			Abschnitt 1			Abschnitt 2				
s	0	0	0	0	0,93	5,3	5,3 ÷ 6,3	6,3	14,8	> 14,8
t	0	0	0	0	0,074	0,42	0,42 ÷ 0,5	0,5	1,18	> 1,18
Σz mm	0	0	0	0	1,9	6,9	6,9	6,9	13,8	13,8
P_d	0	3020	1220	1570	2430	4870	3380	2550	3920	3260
P_1	6225	8000	6950	7160	7600	8950	8100	7680	8300	8060
Y_1	4150	~ 5700	4840	4950	5300	6410	5590 ÷ 5810	5180	5550	5430
ΔQ	725	1810	970	1550	2075	3535	3260 ÷ 2150	3115	4720	3860
$\frac{Y_1}{Q + \Delta Q}$	0,37	0,47	0,43	0,42	0,43	0,46	0,41 ÷ 0,46	0,39	0,37	0,38

achswagen. Trotzdem sind deren Höchstwerte nicht größer, und zwar wegen der erheblich besseren Aufnahme der Massenwirkungen. Im Beharrungszustand des Durchfahrens sind die Führungskräfte bei beiden Wagen ziemlich gleich groß.

Der Anlaufwinkel $\alpha = \frac{x}{R}$ bleibt dauernd sehr klein: im Zahlenbeispiel ist er am größten im Augenblick des Anlaufbeginns mit

$$\alpha_0 = \sqrt{\frac{2\left(\frac{\sigma_0}{2} + f_1\right)}{R}} = \sqrt{\frac{2(0,055 + 0,012)}{190}} = 0^\circ 47'$$

Wegen des kleinen Anlaufwinkels, und weil auch im Bogen selbst stets nur zwei Räder außen anlaufen, dürfte der

Tabelle 2 gibt eine Übersicht der wichtigsten Zeiten, Fortschrittswege und Kräfte des Zahlenbeispiels des Drehgestellwagens mit dem Reibungswert der Tragfedern $\eta = 0,04$.

$\frac{Y_1}{Q + \Delta Q}$ gibt wieder ungefähr die Entgleisungsgefahr an; ein Vergleich mit der Tabelle 1 für den Lenkachswagen zeigt, daß sie etwas kleiner als bei diesem bleibt. Dabei ist zu beachten, daß beim Lenkachswagen wahrscheinlich noch größere Führungskräfte vorkommen, als rechnerisch erfaßt wurden, und daß im Zahlenbeispiel die noch zulässigen Werte der Führungskräfte mit unzulässig hoher Beanspruchung der Achshalter erkaufte sind. Der Führungsdruck Y schwankt im Verlauf des Einfahrens viel weniger als beim Lenkachswagen.

Über die Wirkung von Wärmespannungen im Eisenbahngleis.

Von H. v. Sanden in Hannover.

Ist das Gleis bei einer Temperatur t_1^0 spannungslos, so tritt bei einer Temperaturerhöhung auf t_2^0 eine Druckspannung $\sigma = E \cdot c \cdot (t_2 - t_1)$

auf. ($E =$ Elastizitätsmodul; $c =$ Wärmeausdehnungszahl.)

Es ist die Frage, ob und unter welchen Umständen bei hinreichender Temperatursteigerung ein Aufbiegen des Gleises (in senkrechter Ebene) eintreten kann*). Dieser Vorgang wird sich so abspielen (Abb. 1): Ein Gleisstück A_0B_0 wird nach der

*) Ein Verbiegen in waagerechter Ebene läßt sich nach den gleichen Methoden behandeln.

Aufbiegung den Bogen AB bilden. Da die angrenzenden Gleisteile unter Spannung stehen, werden die Punkte A_0 und B_0 des Gleises während der Aufbiegung nach A und B nachrücken. Es ist daher zunächst nötig, die Druckverhältnisse an diesen Stellen während des Nachrückens zu übersehen.

Das Gleis sei waagrecht, geradlinig und unbegrenzt vorausgesetzt. Durch die Temperaturerhöhung herrscht in jedem Querschnitt der Druck $D_0 = \sigma \cdot q$, wenn q den Querschnitt bezeichnet. Man denke sich nun das Gleis an einer Stelle geschnitten und die rechte Seite des Gleises

beseitigt. Bringt man an der Schnittstelle den Druck D_0 an, so bleibt der Zustand links vom Schnitt ungeändert. Wird jetzt dieser Enddruck auf einen Betrag $D < D_0$ gesenkt, so wird der Endquerschnitt um ein Stück z nachrücken. Es kommt auf den Zusammenhang von D und z an. In Abb. 2 ist der Nullpunkt einer nach rechts positiv gezählten x -Achse in die Anfangslage des Endquerschnitts gelegt. Die Gleisteile werden nach rechts bewegt, wobei sie die Reibung zwischen Gleis und Bettung zu überwinden haben. Abb. 3 zeigt ein bewegtes Teilchen des Gleises. Ist seine Länge dx , so ist die nach links wirkende Reibungskraft $r \cdot dx$, wenn r in t/m den Reibungswiderstand bezeichnet. Damit die Verschiebung zustande kommt, muß zwischen den Drucken P an den Enden des Teilchens und der Reibungskraft Gleichgewicht bestehen*).

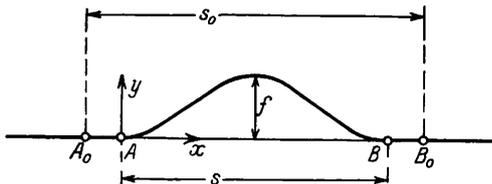


Abb. 1.

Es muß also $P(x) - P(x + dx) = r \cdot dx$ sein, woraus für den Druck P die Differentialgleichung

$$1) \dots \dots \dots \frac{dP}{dx} = -r$$

folgt. Ihr Integral ist $P = -r \cdot x + c_1$. Die Integrationskonstante c_1 ist so zu bestimmen, daß für $x = z$ von P der Wert D angenommen wird. Für die Druckverteilung im Gleis erhält man somit

$$2) \dots \dots \dots P = r \cdot (z - x) + D.$$

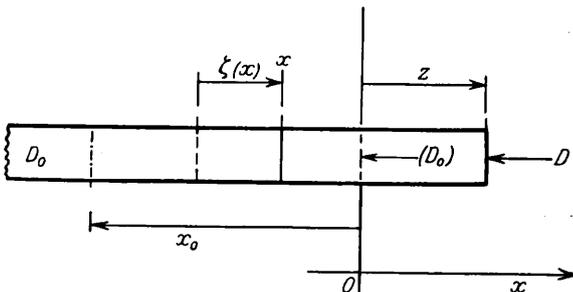


Abb. 2.

Für einen gewissen Wert x_0 , der negativ ist, ergibt diese Gleichung für P den Wert D_0 . Es ist

$$3) \dots \dots \dots x_0 = \frac{D - D_0}{r} + z.$$

Links von diesem durch x_0 bezeichneten Querschnitt bleibt der Anfangsdruck D_0 erhalten und das Gleis in Ruhe.

Der durch $P(x)$ bezeichnete Druckabfall im Gleis kann nur entstehen, wenn das Gleis während der Bewegung gestreckt wird. Es bezeichne $\zeta(x)$ die Verschiebung, die ein — nach der Verschiebung an der Stelle x befindlicher — Querschnitt ausgeführt hat. Die Enden eines Teilchens dx haben sich dann um $\zeta(x)$ und $\zeta(x + dx)$ verschoben (Abb. 4). Nach dem Hookeschen Gesetz ist dann in diesem Teilchen der Druckabfall $D_0 - P$ durch die relative Verschiebung der Endquerschnitte auszudrücken

$$4) \dots \dots \dots \frac{\zeta(x + dx) - \zeta(x)}{dx} = \frac{D_0 - P}{q E}.$$

*) Es wird eine so langsame, „quasistationäre“, Bewegung vorausgesetzt, daß Massenkräfte außer Ansatz bleiben können.

Das ergibt für $\zeta(x)$ die Differentialgleichung

$$5) \dots \dots \dots q E \cdot \frac{d\zeta}{dx} = D_0 - P = D_0 - r \cdot (z - x) - D.$$

Das Integral dieser Gleichung ist

$$q E \cdot \zeta = x \cdot (D_0 - D) - r \cdot z \cdot x + \frac{1}{2} \cdot r \cdot x^2 + c_2.$$

Die Integrationskonstante c_2 ist so zu bestimmen, daß $\zeta(z) = z$ wird, denn z ist ja die Verschiebung des Endquerschnitts. Damit wird

$$6) \dots \dots \dots q E \cdot \zeta = (D_0 - D) \cdot (x - z) + \frac{r}{2} \cdot (x - z)^2 + q E \cdot z.$$

Nun weiß man, daß der Querschnitt an der Stelle x_0 in Ruhe bleibt. Setzt man daher x_0 aus der Gleichung 3) in die Gleichung 6) ein, so erhält man eine Gleichung, die außer den Konstanten q, E, D_0 und r nur noch D und z enthält. Es ist die gesuchte Beziehung zwischen D und z .

Sie lautet:

$$7) \dots \dots \dots 2 r q E \cdot z = (D_0 - D)^2.$$

Die Gl. 7) gilt auch für negative z ; d. h. für Zusammenrücken des Gleises, wenn sich die Teile nach links bewegen, wobei das Vorzeichen von r umzukehren ist, und $D > D_0$ wird. Der Zusammenhang von D und z wird also durch zwei Parabeln dargestellt (Abb. 5). Die aus beiden zu-

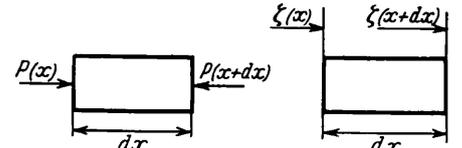


Abb. 3.

Abb. 4.

zusammengesetzte Kurve $D(z)$ hat bei $z = 0$ eine senkrechte Tangente. Das bedeutet, daß sich der Druck D um einen merklichen Betrag ändern kann, ohne daß eine merkliche Verschiebung des Endquerschnitts eintritt*).

Die Frage nach Gleichgewichtszuständen eines aufgebogenen Gleisstücks wird am einfachsten durch das Prinzip vom Extremum der Formänderungsarbeit entschieden. Diese

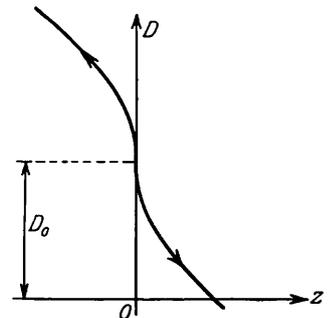


Abb. 5.

setzt sich hier aus vier Teilen zusammen. Erstens verlängert und entspannt sich das Gleisstück beim Aufbiegen. Zweitens wird beim Nachrücken der Endquerschnitte Arbeit geleistet. Drittens wird das Gleis zusammengebogen und viertens gehoben. Diese vier Einzelarbeiten werden der Reihe nach aufgestellt.

Im Ruhezustand reichte der später aufgebogene Gleisteil von A_0 bis B_0 und hatte die Länge s_0 , wie es Abb. 1 zeigt. Nach der Aufbiegung bildet er den Bogen AB, dessen Länge mit l bezeichnet sei. Er hat sich also von der Länge s_0 auf die Länge l entspannt. Mit s ist die Länge der Sehne des Bogens bezeichnet.

Da in dem Gleisstück ursprünglich der Druck D_0 herrschte, wird eine Verlängerung um ein Stück u nach dem Hookeschen Gesetz den Druck auf $D = D_0 - q E \cdot \frac{u}{s}$ senken. Die bei der Dehnung von s_0 auf l abgegebene Spannungsarbeit ist demnach

$$8) \dots \dots \dots A_1 = \int_0^{l-s_0} D \cdot du = D_0 \cdot (l - s_0) - \frac{q E}{2 s} \cdot (l - s_0)^2.$$

Es ist bequem, den Druckabfall durch die dimensionslose

*) Da Vorgänge, bei denen konstante Reibung auftritt, nicht umkehrbar sind, gilt die Gl. 7) nur für ständig von D_0 abnehmenden (oder über D_0 steigenden) Druck D .

Größe $\vartheta = \frac{D_0 - D}{q E}$ zu messen. Damit wird $l - s_0 = s \cdot \vartheta$, und

$$9) \dots \dots \dots A_1 = D_0 \cdot s \cdot \vartheta - \frac{q E}{2} \cdot \vartheta^2.$$

Während des Aufbiegens rücken die Enden A und B der anschließenden Gleisen von A_0 nach A und von B_0 nach B nach. Dabei leistet der oben berechnete Enddruck D eine „Nachrückarbeit“. Zu einer Verschiebung z eines Endquerschnitts von der Ruhelage A_0 oder B_0 aus gehört nach Gl. 7) ein Druck $D(z) = D_0 - \sqrt{2 r q E} \cdot z$ und man erhält die Nachrückarbeit an beiden Enden, da

$$A_0 A + B_0 B = s_0 - s = 2 \cdot z \text{ ist,}$$

$$A_2 = 2 \cdot \int_0^{\frac{1}{2} \cdot (s_0 - s)} D(z) dz = D_0 \cdot (s_0 - s) - \frac{4}{3} \cdot \sqrt{2 r q E} \cdot \left(\frac{s_0 - s}{2}\right)^{3/2}.$$

Da nach derselben Gl. 7)

$$2 z = s_0 - s = \frac{(D_0 - D)^2}{r q E} = \frac{q E}{r} \cdot \vartheta^2$$

ist, kann man A_2 durch ϑ ausdrücken:

$$10) \dots \dots \dots A_2 = D_0 \cdot \frac{q E}{r} \cdot \vartheta^2 - \frac{2}{3} \cdot \frac{(q E)^2}{r} \cdot \vartheta^3.$$

Wird ein x, y-Koordinatensystem so eingeführt, wie es Abb. 1 zeigt (Nullpunkt in A), so wird die Form des ausgebogenen Gleisstücks durch eine Funktion $y = y(x)$ darstellbar. Die Biegearbeit, die durch das Biegen des Gleises aus der gestreckten in die gebogene Form geleistet wird, ist bekanntlich

$$11) \dots \dots \dots A_3 = \frac{1}{2} E J \cdot \int_0^s \left(\frac{d^2 y}{dx^2}\right)^2 dx.$$

Es bezeichnet darin J das betreffende Flächenträgheitsmoment. Endlich ist die zur Hebung der ausgebogenen Gleisteile geleistete Hebeungsarbeit, wenn p das Gleisgewicht pro Längeneinheit bedeutet,

$$12) \dots \dots \dots A_4 = p \cdot \int_0^s y dx.$$

Es liegt nun nahe, für die Form der Aufbiegung den Ansatz

$$y = \frac{f}{2} \cdot \left(1 - \cos x \frac{2\pi}{s}\right)$$

zu machen. Darin ist f die Pfeilhöhe des Bogens. Die von der Biegeform abhängigen Arbeiten A_3 und A_4 erhalten damit folgenden Ausdruck

$$A_3 = \pi^4 \cdot E J \cdot \frac{f^2}{s^3}$$

$$A_4 = \frac{p}{2} \cdot s \cdot f.$$

Die Länge l des Bogens ist $l = \int_0^s \sqrt{1 + (y')^2} dx$.

Beschränkt man sich bei der Entwicklung der Wurzel auf das in y' quadratische Glied, so erhält man

$$l = s + \frac{\pi^2}{4} \cdot \frac{f^2}{s}.$$

Da der Längsdruck im gebogenen Gleis nach dem Hookeschen Gesetz

$$D = D_0 - q E \cdot \frac{l - s_0}{s}$$

und nach Gl. 7) der Enddruck $D = D_0 - \sqrt{(s_0 - s) \cdot r q E}$ ist, besteht ein Zusammenhang zwischen ϑ , s und f, nämlich

$$14) \dots \dots \dots \frac{\pi^2}{4} \cdot \frac{f^2}{s} = l - s = l - s_0 + s_0 - s = s \cdot \vartheta + \frac{q E}{r} \cdot \vartheta^2.$$

Die gesamte Formänderungsarbeit wird

$$A = A_1 + A_2 - A_3 - A_4.$$

Sie ist eine Funktion von s und f. Ein Bogen der Spannweite s und Pfeilhöhe f ist im Gleichgewicht, wenn

$$\frac{\partial A}{\partial f} = 0 \text{ und } \frac{\partial A}{\partial s} = 0 \text{ ist.}$$

Das führt auf die beiden Gleichungen

$$15a) \dots \dots \dots D_0 = q E \cdot \vartheta + \frac{4 \pi^2 \cdot E J}{s^2} + \frac{p \cdot s^2}{\pi^2 \cdot f},$$

$$15b) \dots \dots \dots D_0 = q E \cdot \vartheta + \frac{2 \cdot q E}{\pi^2} \cdot \frac{s^2 \cdot \vartheta^2}{f^2} + 12 \pi^2 \cdot \frac{E J}{s^2} - \frac{2 \cdot p \cdot s^2}{\pi^2 \cdot f}.$$

Darin ist ϑ vermöge der Gl. 14) durch s und f auszudrücken. Der Sinn dieser beiden Gleichungen ist der: Ist ein durch Temperatursteigerung verursachter Druck D_0 im Gleis gegeben, so stellen Gl. 15a, b) zwei Gleichungen für s und f dar, deren Lösung diejenigen Werte gibt, die das durch den Druck D_0 aufgebogene Gleisstück kennzeichnen. Diese Gleichungen haben nur bei hinreichend hohem D_0 reelle Lösungen.

Die Lösung der beiden Gl. 15a, b) kann man etwa so gewinnen: Man setzt für f einen bestimmten Wert ein. Dann stellen diese Gleichungen D_0 als Funktion von s dar. Deutet man D_0 und s als kartesische Koordinaten, so erhält man durch jede Gleichung je eine Kurve. Ihr Schnittpunkt gibt Werte von D_0 und s, die beiden Gleichungen genügen. Führt man diese Konstruktion für eine Reihe von Werten f durch, so erhält man je drei Werte von D_0 , s und f, die den Gl. 15a, b) genügen. Abb. 6 zeigt das Ergebnis.

Sie ist für den Reichsbahnoberbau K auf Eisenschwellen gezeichnet. Für die Reibung wurde $r = 1 \text{ t/m}$ als Mittelwert genommen*). Als Abszisse ist die Pfeilhöhe f aufgetragen. Als Ordinaten D_0 und s. Die obere, mit $D_0(f)$ bezeichnete Kurve stellt die zu f gehörenden Drücke, die untere, mit s(f) bezeichnete, die zugehörigen Spannweiten dar.

Die obere Kurve hat ein Minimum, und man sieht, daß bei Drücken unter 154 Tonnen keine Aufbiegung bestehen kann.

Ist jedoch $D_0 > 154$, so gibt es zwei Gleichgewichtslagen zu jedem Druck. Zieht man nämlich durch einen Teilstrich D_0 eine Parallele zur f-Achse, so schneidet sie die obere Kurve in zwei Punkten. Jeder bezeichnet eine Gleisform, wenn man f und s an diesen Punkten abliest.

Der linke — zur kleineren Pfeilhöhe gehörende — Schnittpunkt bedeutet eine labile Lage. Hierbei ist das Gleis noch stark gespannt. Der rechte Punkt bedeutet die stabile Lage des Gleisbogens, die das Gleis beim Druck D_0 wirklich einnehmen wird. Die waagerechte Lage des Gleises ist ebenfalls stabil. Sowohl aus der Abb. 6 wie auch aus den Gl. 15) sieht man, daß bei $f = 0$ beliebig hohe Drucke D_0 möglich sind, ohne daß das Gleis sich dadurch aufbiegen wird. Es handelt sich hier — nebenbei bemerkt — überhaupt um keinen Knickvorgang, denn bei einem solchen müßte die waagerechte Lage des Gleises bei genügender endlicher Drucksteigerung labil werden, was hier nicht der Fall ist.

Könnte man also ein Gleis wirklich genau waagrecht und geradlinig verlegen und die Beibehaltung dieser Lage sicherstellen, so würde dieses Idealgleis beliebig hohe Wärmespannungen aushalten. In Wirklichkeit zeigt aber jedes Gleis unvermeidliche Unebenheiten. Außerdem sind beim Befahren dynamische Einflüsse wirksam, die ein Hochfedern erwarten lassen und den gleichen Einfluß wie Unebenheiten haben. Die Abb. 6 läßt die Wirkung solcher Unebenheiten quantitativ verfolgen. Liegt z. B. eine Stelle im Gleis um $f = 0,1 \text{ m}$ höher als das übrige waagerechte Gleis, so wird bereits ein Druck von $D_0 = 180 \text{ Tonnen}$ eine Aufbiegung bewirken. Und zwar wird sich bei diesem Druck ein Bogen von etwa 87 cm Höhe und

*) Es sind etwa vier Stunden Rechenarbeit nötig, um — für andere Gleise — eine solche Zeichnung zu machen.

30 m Spannweite einstellen, wie eine Parallele zur f-Achse durch den Teilstrich 180 der D_0 -Achse ablesen läßt.

Die Gefahr des Aufbiegens ist also von der Güte der Gleislage abhängig. Je geringer die Unebenheiten sind, um so größer dürfen die Wärmespannungen sein, ohne gefährlich zu werden.

Blieben die Unebenheiten z. B. unter 5 cm, so werden erst Drücke von etwa 300 t gefährlich*).

Die von den Herren Ammann und Gruenewaldt im „Organ für die Fortschritte des Eisenbahnwesens“, 1932, S. 115ff. beschriebenen Versuche bestätigen diese Rechnung. Auf Seite 121 sind die Versuche mit 60 m-Schienen wiedergegeben. Die Voraussetzungen der Rechnung sind allerdings insofern nicht erfüllt, als durch die Pressen kein konstanter Druck im Gleis hergestellt wird, sondern es herrscht — wenigstens vor der Aufbiegung — ein der Reibung entsprechendes Druckgefälle im Gleis. Eben dieses Druckgefälle bewirkt bei steigendem Pressendruck eine Lockerung des Gleises. Dadurch wurde, wie ausdrücklich erwähnt wird, eine Gleisstelle vor der eigentlichen Aufbiegung um 96 mm gehoben. Damit wurde eine „Unebenheit“ geschaffen und die Voraussetzung für das Aufbiegen. Aus der Abb. 6 liest man zu einer Unebenheit $f = 96$ mm einen Pressendruck von rund 190 t ab, der dann zum Aufbiegen erforderlich ist. Dies dürfte dem tatsächlichen mittleren Druck im Gleis bei den Versuchen gleichen. Die Abb. 6 gibt zu diesem Druck eine Aufbiegung von 1,0 m Pfeilhöhe und 33 m Spannweite. Gemessen wurden 93 cm und 36 m. Die Rechnung [Gl. 15)] gibt beim Aufbiegen einen Druckabfall $q E \cdot \vartheta = 140$ t; gemessen wurden 150 t.

Die rechnerische Behandlung des Ausbiegens in waagerechter Ebene läßt sich nach demselben Gedankengang und mit fast den gleichen Formeln durchführen. Unter p ist dann nicht das Gewicht des Gleises, sondern der Reibwiderstand gegen seitliche Verschiebung zu verstehen, und statt der Hebungarbeit ist eine „Verschiebungsarbeit“ $A_4 = p \cdot \int |y| dx$ einzuführen.

Da in waagerechter Ebene Ausbiegungen nach beiden Seiten gleich wahrscheinlich sind, und eine entstehende Biegung nach einer Seite durch Reaktion eine nach der anderen gerichtete einleiten wird, ist zur Darstellung der Biegelinie eine ungerade Funktion, z. B.

$$y = \frac{25}{8} \cdot \sqrt{5} \cdot \frac{f}{s} \cdot x \cdot \left[16 \frac{x^4}{s^4} - 8 \frac{x^2}{s^2} + 1 \right]$$

zweckmäßig. Die Grenzen der Arbeitsintegrale sind dabei $\pm \frac{s}{2}$.

Ob ein Gleis sich nach oben oder seitlich ausbiegt, hängt von den zufälligen Abweichungen von der geradlinigen Richtung ab.

Versuche, bei denen — etwa durch künstliche Erwärmung — ein gleichmäßiger Spannungszustand im Gleis hergestellt wird, dürften recht kostspielig sein.

Die Gl. 15) enthalten nun eine Anweisung für Modell-

*) Bei kleinem f kann D_0 in einer Zeichnung nur unsicher abgegriffen werden. Die Rechnung ist zwar beliebig genau; doch ist die Genauigkeit eines berechneten D_0 durch die Unsicherheit, mit der die Konstanten behaftet sind, begrenzt. Den Ausschlag gibt dabei die schwer meßbare Reibungszahl r .

versuche. Macht man vom Gleis ein Modell in λ -facher Größe (etwa $\lambda = 0,1$), indem man ein dem wirklichen ähnliches Profil benutzt, so wird man beim Modellversuch verlangen, daß auch Spannweite und Pfeilhöhe der Aufbiegung das λ -fache werden. Besteht das Modell aus dem gleichen Material wie die wirkliche Ausführung, so hat es den gleichen Elastizitätsmodul E und das gleiche spezifische Gewicht γ . Bezeichnet man die Modellgrößen mit einem Strich, so bestehen folgende Gleichungen

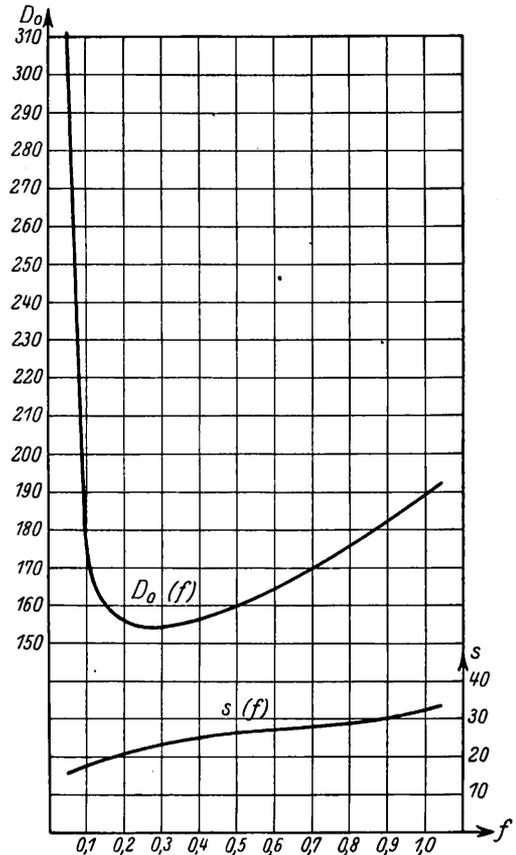


Abb. 6.

$q' = \lambda^2 \cdot q$; $J' = \lambda^4 \cdot J$; $s' = \lambda \cdot s$; $f' = \lambda \cdot f$; $p' = \gamma \cdot q' = \lambda^2 \cdot p$; $E' = E$. Sorgt man durch geeignete Befestigung der Modellschienen dafür, daß $r' = \lambda \cdot r$ wird, so wird nach Gl. 14) auch $\vartheta' = \vartheta$.

Schreibt man die Gl. 15) für die Modellgrößen an, so bekommen alle Glieder, mit Ausnahme der letzten, den Faktor λ^2 .

Die letzten Glieder, $\frac{p s^2}{\pi^2 f}$ und $2 \cdot \frac{p s^2}{\pi^2 f'}$, bekommen den Faktor λ^3 . Diese Unstimmigkeit kann man beseitigen, wenn man das spezifische Gewicht der Modellschienen durch aufgesetzte oder angehängte Gewichte so vergrößert, daß $p' = \lambda \cdot p$ wird. Man hat nur Sorge zu tragen, daß durch die Zusatzgewichte die Steifigkeit der Modellschienen nicht beeinflußt wird.

Bei der Untersuchung seitlicher Verschiebungen spielt das Gewicht keine Rolle. Man hat den Reibwiderstand gegen seitliche Bewegung beim Modell so einzurichten, daß $p' = \lambda \cdot p$ wird.

Rundschau.

Lokomotiven und Wagen.

Heißdampf-Triebwagen der Maschinenfabrik Eßlingen.

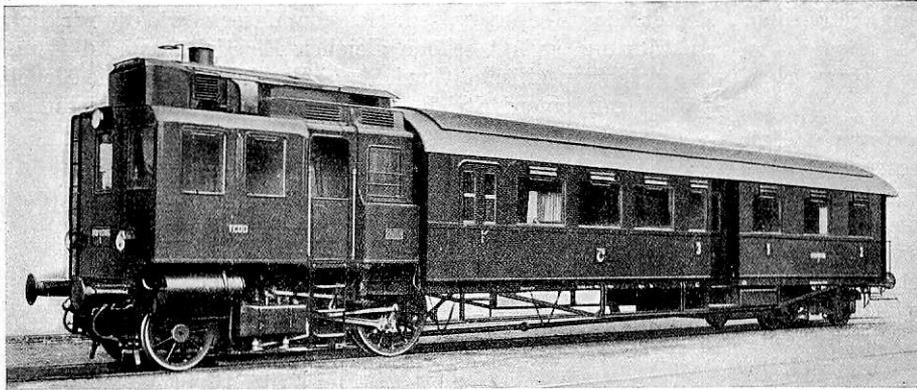
Die Maschinenfabrik Eßlingen in Eßlingen hat neuerdings Heißdampftriebwagen gebaut, die auf der Strecke Stuttgart-Friedrichshafen vor kurzem Probefahrten ausführten.

Der Fahrgastraum hat 56 Sitzplätze in 3 Klassen unterteilt,

Organ für die Fortschritte des Eisenbahnwesens. Neue Folge. LXIX. Band. 19. Heft 1932.

einen geschlossenen End- und Mitteleinstieg, einen Abort mit Wasserspülung und Wascheinrichtung, ein Post- und Gepäckabteil und ist mit elektrischer Beleuchtung und elektrischen Ventilatoren versehen. Der Wagenkasten ruht einerseits auf einem normalen Drehgestell und andererseits mit den beiden

seitlichen an der Stirnwand des Wagens vorstehenden Unterträgern gleitend auf dem Treibgestell und ist mit dem Treibgestell durch ein Kugelgelenk über der Treibachse verbunden.



Das Treibgestell bildet ein in sich geschlossenes Ganzes und kann gegebenenfalls als Lokomotive verwendet werden. Es hat einen Radstand von 3600 mm und wird von einer außenliegenden Zwillingsmaschine unmittelbar angetrieben. Der Hochdruckdampf strömt mit annähernd 400°C in die Zylinder ein, wird mit Ventilen die von der größten bis herab auf 4% Füllung einstellbar sind, gesteuert und arbeitet folglich in einem großen Belastungsbereich mit dem besten Wirkungsgrad.

Der Dampf wird in einem Hochdruckkessel erzeugt, der eine Speisung mit Rohwasser zuläßt, das in dem Vorwärmer des Kessels stufenweise auf etwa 200°C vorgewärmt und dabei entgast, entlüftet und entschlammt wird. Vor dem Übertritt des Wassers in den Verdampfer werden übrige Härtebildner noch ausgeschieden, so daß der der Wärmeausstrahlung ausgesetzte Kesselteil nur gereinigtes Wasser erhält.

Die Verbrennungsluft wird vorgewärmt; der Kessel durch eine regelbare Fahrpumpe gespeist, der Rost halb selbsttätig beschickt. Diese Vorrichtungen und die Anordnung aller notwendigen Bedienungsgriffe und Ausrüstungsteile in unmittelbarer Nähe des Führers ermöglichen, die Maschine auch bei langer Streckenfahrt nur einmännig zu bedienen. Die Vorräte reichen beim Wasser für 100 km, bei der Kohle für 200 km Strecke aus.

Der Triebwagen erwies sich bei allen auf Hauptbahnen vorkommenden Streckenverhältnissen außerordentlich anpassungs- und leistungsfähig. Er zeigte auf der Waagerechten bei einer Fahrgeschwindigkeit von 108 km/Std. einen einwandfreien Lauf und beschleunigte seine Fahrt auf der Steigung von 10‰ auf

92 km/Std., auf einer 6,8 km langen krümmungsreichen Steigung von 14,3‰ auf 83 km/Std. und auf der bekannten Geislinger Steige mit 22,5‰ Steigung, ebenfalls mit vielen Krümmungen, auf 60 km/Std. ohne daß der Kessel, auch bei der Leistung von annähernd 430 Pferdestärken, an der Grenze seiner Leistungsfähigkeit angelangt war. Die 200 km lange Strecke Stuttgart-Friedrichshafen wurde in 3 Stunden 6 Minuten reiner Fahrzeit bei zehnmaligem Anfahren und bei der Rückfahrt in 3 Stunden 4 Minuten bei fünfzehnmaligem Anfahren zurückgelegt.

Der Triebwagen ist für Vor- und Rückwärtsfahrt eingerichtet, für eine normale Geschwindigkeit von 75 km/Std. bestimmt und kann auf der Geislinger Steige einen Anhängewagen und auf geringeren Steigungen mehrere Anhängewagen mitführen.

Gegenüber dem bisher gebräuchlichen Dampftriebwagen ist die Leistung verdoppelt, der Wasser- und Kohlenvorrat um annähernd

25% verringert und die Bedienung durch nur einen Mann erreicht worden.

Neue Blasrohranordnung an amerikanischen Lokomotiven.

Die Illinois Central-Eisenbahn hat in den letzten Jahren eine große Zahl ihrer Lokomotiven mit neuartigen Blasrohren ausgerüstet, die — ähnlich wie bei den neueren Lokomotiven der Reichsbahn — einen größeren Auspuff-Querschnitt haben als die bisher verwendeten Blasrohre und zugleich tiefer sitzen als diese. Der Schornstein ist bei dieser Ausführung in die Rauchkammer hinein um etwa 1 m verlängert worden und hat ebenfalls größeren Durchmesser erhalten.

An Stelle der bisher verwendeten einfachen Stege hat die Bahn bei den neuen Blasrohren zwei kreuzweise angeordnete Stege vorgesehen, die aus 13 mm starken Rundeisen hergestellt und unter einem Winkel von 45° zur Längs- und Querachse der Lokomotive auf das Blasrohr aufgeschraubt sind. Dadurch wird der Dampfstrahl in vier, anstatt wie bisher in nur zwei Einzelstrahlen aufgelöst und bei wesentlich geringerem Gegendruck als bisher eine ausreichende Feueranfuchung erzielt.

Bei den bisher mit dem neuen Blasrohr ausgerüsteten Lokomotiven soll der Gegendruck auf etwa die Hälfte — bei 2 D 1-Lokomotiven mit einem von 162 auf 187 mm vergrößerten Blasrohrdurchmesser beispielsweise von 1,27 at auf 0,56 at — herabgesetzt worden sein. Dadurch soll sich eine Brennstoffersparnis von 12% und eine Wasserersparnis von etwa 5% ergeben haben.

R. D.

(Rly. Age.)

Bücherschau.

Steinitz, E. W.: Richtige Maschinenschmierung Kraftmaschinen, Arbeitsmaschinen, Transportwesen, Kraftfahrzeuge. Mit 46 Textabbildungen. Verlag Julius Springer, Berlin 1932. 177 Seiten. 7,80 *RM.*, geb.

Als „kurzer Wegweiser für die Praxis“ bringt das Werk dem Leser weniger theoretisch-wissenschaftliche als vielmehr praktische Gesichtspunkte. Der Wissenschaftler wird über die knappe Darstellung der bekannten Prüfmethoden, sowie über die Ablehnung bisher üblicher Kennziffern, ohne daß dafür Ersatz geboten würde, erstaunt sein. Was ist Schmierfähigkeit? Ist sie wirklich nur gekennzeichnet durch die angeführten Grenzwerte chemisch-physikalischer Größen, wie Zähflüssigkeit?

Über solche findet der Praktiker in dem Werke reichlich Angaben auch für die für Spezialzwecke bewährten Öle und vergleichbare Leistungszahlen aus günstigen Schmierverhältnissen, ferner eingehende Ratschläge für Schmierungsverfahren, Ölwechsel, mögliche Ölreinigung und Wiederverwendung, dessen Änderungen, „Altern“ im Betriebe und deren Ursachen für alle Kräftezeugungs- und Verteilungsanlagen, Arbeits- und Fertigungsmaschinen.

Dem tätigen Ingenieur leicht verständlich werden für viele Betriebszweige die Schmierung hindernde Einflüsse nahezu lückenlos angeführt und ihre mögliche Beseitigung besprochen. Ebenso wird auch eingegangen auf Lagermetalleinflüsse und Lagerkonstruktionen.

Das Werk stellt eine der noch seltenen, dem Praktiker aber empfehlenswerten Sammlungen zusammenfassender Betriebserfahrungen dar.

B.

Lokomotivkunde Heft 5. Das Fahrgestell der Lokomotive, der Lokomotivtender, der Vorratsbehälter der Tenderlokomotive. Aus den Lehrstoffheften für die Dienstanfängerschule, herausgegeben vom Verlag der Verkehrswissenschaftlichen Lehrmittelgesellschaft m. b. H. bei der Deutschen Reichsbahn, Berlin. Preis 0,90 *RM.*

Der Dienst im Zuge, Leitfaden für Zugbegleitbeamte (Verkehrsteil) mit praktischen Übungen, bearbeitet von Reichsbahnrat Dr. Couvê, Berlin 1932, 2. Auflage. Preis 3.— *RM.* Verlag der Verkehrswissenschaftlichen Lehrmittelgesellschaft m. b. H. bei der Deutschen Reichsbahn, Berlin.