

# Ueber Triebwerkbeanspruchung bei elektrischen Lokomotiven, mit besonderer Berücksichtigung des Kurbelantriebs

Autor(en): **Kummer, W.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Schweizerische Bauzeitung**

Band (Jahr): **63/64 (1914)**

Heft 11

PDF erstellt am: **21.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-31438>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

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

### Ueber Triebwerkbeanspruchung bei elektrischen Lokomotiven, mit besonderer Berücksichtigung des Kurbelantriebs.

Von Professor Dr. W. Kummer, Ingenieur, Zürich.

Ueber die Ausbildung des Triebwerks elektrischer Lokomotiven haben in den letzten Jahren unter den Fachleuten grosse Meinungsverschiedenheiten geherrscht; in Europa wurden Kurbelantriebe sichtlich bevorzugt, während sich die amerikanischen Fachleute vorwiegend andern Triebwerken zugewandt haben. Eine einzige amerikanische Bahnverwaltung, die Pennsylvaniabahn, hat eine grössere Anzahl von Lokomotiven mit Kurbelantrieb in regelmässigen Dienst gestellt <sup>1)</sup>. Dabei lagen jedoch für die Ausbildung sehr kräftiger Dimensionen des Triebwerks denkbar günstigste Verhältnisse vor, angesichts des zulässigen Achsdruckes von rund 24 t, der für die betreffenden, als Vorspannmaschinen auf den Stadtstrecken von New York benützten Lokomotiven, denn auch in Anspruch genommen wurde. Trotzdem ist aus den bekannt gewordenen, von Seiten der Amerikaner erfreulicherweise stets sehr offen in den Fachzeitschriften erörterten Betriebserfahrungen zu ersehen,

dass auch in New York der Kurbelantrieb, ähnlich wie in Europa, gegebenen Falles ein Sorgenkind bedeuten kann. Der Verfasser der vorliegenden Arbeit, der sich, wie aus seinen verschiedenen Veröffentlichungen bekannt ist, für den Kurbelantrieb elektrischer Lokomotiven bei hohen Geschwindigkeiten niemals besonders begeistert hat, beabsichtigt, mit den nachstehenden Rechnungen die Triebwerkbeanspruchung elektrischer Lokomotiven bei verschiedenen Geschwindigkeitsverhältnissen, insbesondere aber die Beanspruchung des Kurbelantriebs,

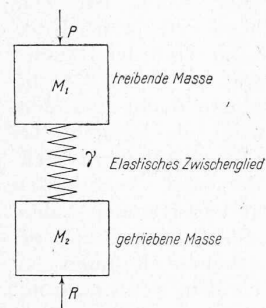


Abb. 1. Schema des Triebwerks mit elastischem Zwischenglied.

etwas näher zu beleuchten. Soweit uns Veröffentlichungen verschiedener Verfasser über die Beanspruchungen beim Kurbelantrieb bekannt sind, beschäftigen sich diese mit vorwiegend statischen Erörterungen, während die Entstehung von Schwingungen bei der Massenbeschleunigung im Anlauf, bzw. bei der Massenverzögerung im Auslauf und bei forcierter Bremsung bisher anscheinend ungenügend in Betracht gezogen worden ist. Während auf andern Gebieten

des Maschineningenieurwesens die, zufolge eines schwingenden Austausches der Energie der Massenträgheit und derjenigen der Massenelastizität auftretenden, Spannungs-Erhöhungen rechnerisch eingehend verfolgt worden sind und mit gutem Ergebnisse zur Bemessung von Konstruktionsteilen Anwendung finden, scheint diese Berechnungsweise für die Ermittlung der Triebwerkbeanspruchung der Lokomotiven noch

<sup>1)</sup> Typenskizze siehe in Band LV, S. 31.

kaum eine Würdigung gefunden zu haben. Und doch liegt dafür eine anschaulich geschriebene und als Ausgangspunkt besonders geeignete Einführungsschrift vor in der Arbeit von *Pfleiderer*: „Dynamische Vorgänge beim Anlauf von Maschinen mit besonderer Berücksichtigung von Hebe-maschinen“ <sup>2)</sup>. Wir werden uns nachstehend soviel als möglich an die von *Pfleiderer* gegebene Darstellung anlehnen, um damit allen denjenigen Ingenieuren, die sich mit unserer Arbeit näher befassen wollen, eine bequeme Einführung zu ermöglichen. Gleich vorweg wollen wir hier darauf hinweisen, dass der von *Pfleiderer* behandelte Abschnitt „Dynamische Vorgänge beim Anlauf eines Triebwerks mit nur einem elastischen Zwischenglied“ hier ohne weiteres als grundlegend in Frage kommt, wobei der dort behandelte Fall als Spezialfall in unsere nachstehende, allgemeiner gehaltene Rechnung eingeht.

In Abbildung 1 geben wir das in Betracht fallende Schema eines Triebwerks mit elastischem Zwischenglied und zeigen durch die Abbildungen 2 und 3, wie dieses Schema im Besondern durch die verschiedenen Bauarten elektrischer Lokomotiven verwirklicht wird; zu Abbildung 3 möge bemerkt werden, dass der hier abgebildete Hohlwellen-Antrieb genau genommen für direkten Aufbau des Motorankers auf die Hohlwelle oder für Zahnradantrieb

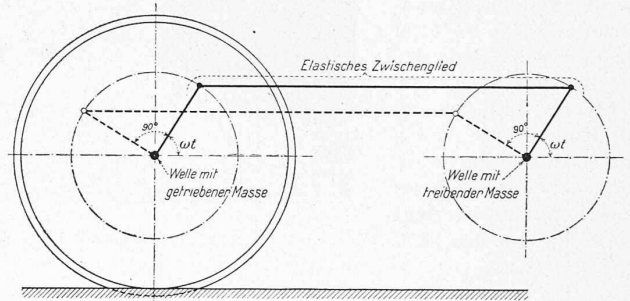


Abb. 2. Schema des normalen Parallelkurbelgetriebes.

der Hohlwelle passt, jedoch ohne weiteres auch typisch ist für jeden ausschliesslich durch rotierende Massen bewerkstelligten Antrieb, wie er normal bei Achsmotoren und Vorgelegmotoren vorkommt; zum Gebrauch bei höhern Geschwindigkeiten dürfte indessen dem Hohlwellen-Antrieb eine besondere Bedeutung zukommen, weshalb wir ihn als Gegenschema zu dem in Europa in den letzten Jahren bevorzugten Kurbelantrieb gewählt haben. Beim Antrieb gemäss dem in Abbildung 1 gegebenen allgemeinen Schema ist zu beachten, dass die getriebene Masse  $m_2$  erst in Bewegung gerät, nachdem die elastische Deformation im

<sup>2)</sup> Erschienen 1906 im Verlage von Konrad Wittwer, Stuttgart. Besprochen in Band XLVIII, Seite 268 der „Schweiz. Bauzeitung“.

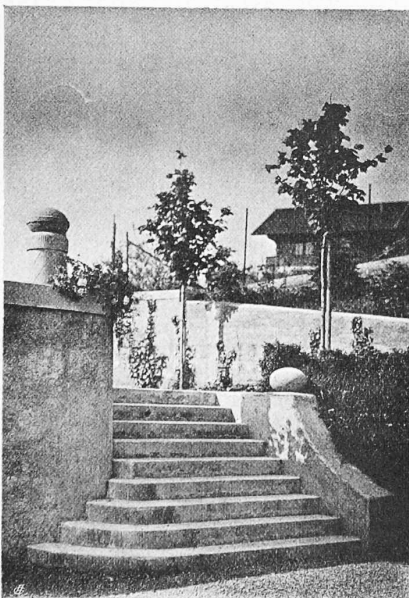


Abb. 9. Aufgang zur südlichen Gartenecke.

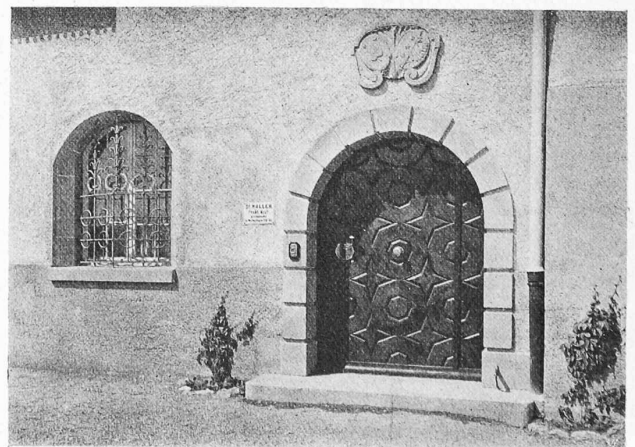


Abb. 10. Eingang ins Tiefparterre, Landhaus Dr. Haller.

Zwischenglieder zwischen treibender und getriebener Masse die Aufnahme einer, der Widerstandskraft  $R$  gleichen und entgegengesetzt gerichteten elastischen Uebertragungskraft  $K$  zulässt. Solange  $K$  kleiner ist als  $R$ , dient die Antriebskraft  $P$  nur zur anfänglichen Beschleunigung von  $m_1$  und zur Bildung einer zunächst noch ungenügenden Kraft  $K$ . Diese erste Periode des Anlaufvorganges bezeichnen wir in der Folge als den *Vorlauf der treibenden Masse*. Bezeichnet man mit  $\gamma$  den reduzierten Nachgiebigkeitsgrad des elastischen Gliedes und mit  $s_1$  den von der Masse  $m_1$  zurückgelegten Weg, so gilt für den Vorlauf der treibenden Masse:

$$P = m_1 \cdot \frac{d^2 s_1}{dt^2} + K = m_1 \cdot \frac{d^2 s_1}{dt^2} + \frac{s_1}{\gamma}$$

Nimmt man nun  $P$  als konstant an, was für das Antriebsschema nach Abbildung 3 unter der Voraussetzung eines Motors von konstantem Drehmoment ohne weiteres zulässig ist, so ist das Problem auf das von Pfeleiderer behandelte zurückgeführt. Im Kurbelantrieb gemäss dem Schema nach Abbildung 2 ist jedoch, wie gezeigt werden wird, immer mit periodisch wechselnder Stangenkraft zu rechnen;

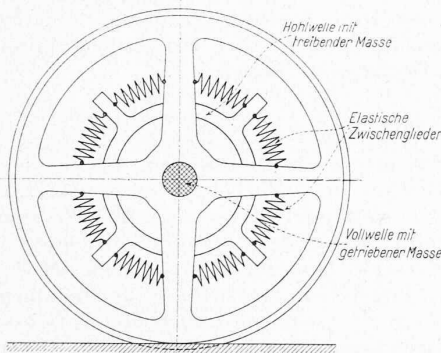


Abb. 3. Schema des Antriebs mit nur rotierenden Massen.

es kann dann der Fall gemäss Abbildung 3 als ein bezügl. Sonderfall betrachtet werden. Wir stellen aber einstweilen die weitere Behandlung der Erscheinungen des Vorlaufs zurück und behandeln vorerst grundsätzlich die nach Beendigung des Vorlaufes auftretende Erscheinung. Sobald nämlich die elastische Uebertragungskraft  $K$  so weit angewachsen ist, dass sie am einen Ende des elastischen Gliedes gleich und entgegengesetzt dem Ueberschuss von  $P$  über den Massenwiderstand von  $m_1$  und am andern Ende gleich und entgegengesetzt der Summe von  $R$  und dem Massenwiderstand von  $m_2$  geworden ist, beginnt nun der *eigentliche Anlauf der gesamten Triebwerksmassen*, wofür die Gleichungen:

$$\begin{cases} P - m_1 \frac{d^2 s_1}{dt^2} = \frac{s_1 - s_2}{\gamma} \\ R + m_2 \frac{d^2 s_2}{dt^2} = \frac{s_1 - s_2}{\gamma} \end{cases}$$

nebeneinander bestehen müssen. Zu dem Wege  $s_1$  der Masse  $m_1$  ist also auch noch ein Weg  $s_2$  der Masse  $m_2$  hinzugekommen; die elastische Uebertragungskraft ist dabei durch:

$$K = \frac{s_1 - s_2}{\gamma}$$

dargestellt.

Nachdem wir damit die beiden Anlaufperioden, „Vorlauf der treibenden Masse“ und „Anlauf der gesamten Masse“, grundsätzlich erörtert haben, möge nunmehr die Kraftübertragung des Kurbelantriebes an sich, bezw. das Schema gemäss Abbildung 2 analytisch formuliert werden. Wie dieser Abbildung zu entnehmen ist, findet die Uebertragung einer Triebkraft  $P$  von der treibenden auf die getriebene Welle statt mittels je zweier um  $90^\circ$  versetzter Kurbeln an jeder Welle und zweier Kurbelstangen; dabei zerlegt sich die Triebkraft  $P$  in zwei zunächst unbestimmte

Stangenkräfte  $S_1$  und  $S_2$ , die jedoch zu einander in der Beziehung stehen, dass für eine Winkelstellung:

$$\omega \cdot t,$$

die durch die Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  und den Zeitpunkt  $t$  festgelegt ist, der Zusammenhang:

$$P = S_1 \sin(\omega t) + S_2 \cos(\omega t) = S$$

erfüllt sein muss. Durch Differentiation der Triebkraft  $P$ , bezw. der Gesamtstangenkraft  $S$  findet man:

$$\frac{dP}{d(\omega t)} = \frac{dS}{d(\omega t)} = \sin(\omega t) \cdot \left( \frac{dS_1}{d(\omega t)} - S_2 \right) + \cos(\omega t) \cdot \left( \frac{dS_2}{d(\omega t)} + S_1 \right)$$

Indem man zunächst ausdrücklich die vorliegende Triebkraft als konstant voraussetzt, muss:

$$\frac{dS}{d(\omega t)} = 0$$

sein. Den Sonderfall unkonstanter Triebkraft werden wir noch besonders untersuchen. Die Gleichung

$$\sin(\omega t) \cdot \left( \frac{dS_1}{d(\omega t)} - S_2 \right) + \cos(\omega t) \cdot \left( \frac{dS_2}{d(\omega t)} + S_1 \right) = 0$$

zerfällt in folgende zwei Einzelgleichungen:

$$\begin{cases} \sin \omega t \cdot \frac{dS_1}{d(\omega t)} + \cos(\omega t) \frac{dS_2}{d(\omega t)} = S' \\ -\sin(\omega t) \cdot S_2 + \cos(\omega t) S_1 = -S' \end{cases}$$

wobei  $S'$  eine unbestimmte Grösse darstellt. Mit der Bestimmungsgleichung von  $S$  vereinigt, führen diese Einzelgleichungen zur allgemeinen Lösung:

$$\begin{aligned} S_1 &= S \sin(\omega t) - S' \cos(\omega t) \\ S_2 &= S \cos(\omega t) + S' \sin(\omega t) \end{aligned}$$

Da  $S'$  unbestimmt ist, bietet das vollkommen starr angenommene Getriebe unendlich viele Möglichkeiten der Kräfteverteilung auf die beiden Kurbelstangen. Für Drehwinkel  $\omega t$  von  $45^\circ$  zu  $45^\circ$  fällt die Unbestimmtheit dahin und gilt die einfache Beziehung, die aus  $S' = 0$  gefolgert werden kann; es liegt nahe, zu vermuten, dass auch für alle übrigen Winkelstellungen durch  $S' = 0$  eine praktisch zulässige Annäherung gegeben sei. Wir können jedoch diesbezüglich die weitere Behandlung ohne Mehrarbeit ganz allgemein durchführen.

Unsere Betrachtung des Kurbelgetriebes hat uns gezeigt, dass beim Schema nach Abbildung 2 die ursprünglich konstante Triebkraft sich in zwei periodische Einzelstangenkräfte  $S_1$  und  $S_2$  auflöst, deren Mittelwert durch

$$\frac{S}{2} = \frac{P}{2}$$

dargestellt wird. Im Schema nach Abb. 3 treten an Stelle der Stangenkräfte  $S_1$  und  $S_2$ , in der vordern und hintern Kurbelstange, die Federkräfte  $S_1$  und  $S_2$  im vordern und hintern federnden Antriebsapparat auf. Diese Federkräfte müssen aber als konstante Kräfte aufgefasst werden, die unveränderlich gleich  $\frac{S}{2}$  bzw.  $\frac{P}{2}$  bleiben. Analytisch ausgedrückt ist somit das Schema gemäss Abbildung 3 der Spezialfall des allgemeineren Schemas nach Abbildung 2 für die Annahmen  $\omega = 0$  und  $S' = 0$ .

Gemäss dieser Bemerkung ist man also berechtigt, die verschiedenen Triebwerke, die für elektrische Lokomotiven in Frage kommen, auf Grund allgemeiner Annahmen zu beurteilen. Wie wir sehen werden, wird es auch möglich sein, über das Kurbeltriebwerk bei elektrischen Lokomotiven gegenüber demjenigen bei Dampflokomotiven einige Vergleiche zu ziehen.

Es genügt, die Verhältnisse in *einer* der zwei Kurbelstangen, bezw. in *einem* der zwei federnden Antriebsapparate zu betrachten. An Stelle der Betrachtung der Gesamt-Triebkraft:

$$P = S = S_1 \sin(\omega t) + S_2 \cos(\omega t)$$

$$= [S \sin(\omega t) - S' \cos(\omega t)] \sin(\omega t) +$$

$$+ [S \cos(\omega t) + S' \sin(\omega t)] \cos(\omega t)$$

genügt also die Betrachtung der Triebkraft:

$$S_1 \sin(\omega t) = [S \sin(\omega t) - S' \cos(\omega t)] \sin(\omega t)$$

$$= S \sin^2(\omega t) - S' \cos(\omega t) \sin(\omega t)$$

$$= \frac{S}{2} [1 - \cos(2\omega t)] = \frac{S'}{2} \sin(2\omega t)$$

Damit sind wir nun in der Lage, die oben für den „Vorlauf der treibenden Masse“ und für den „Anlauf der gesamten Massen“ aufgestellten Differentialgleichungen auszuwerten, was zunächst für *konstantes P* geschehen soll.

*Vorlauf der treibenden Masse.*

Die allgemeine Differentialgleichung:

$$P = m_1 \cdot \frac{d^2 s_1}{dt^2} + \frac{s_1}{\gamma}$$

erhält für unsere Untersuchung die Form:

$$\frac{S}{2} \left[ 1 - \cos(2\omega t) \right] - \frac{S'}{2} \sin(2\omega t) - \frac{s_1}{\gamma} - m_1 \frac{d^2 s_1}{dt^2} = 0.$$

Wir bilden die zweite Ableitung dieser Gleichung und erhalten nach einer geringfügigen Umformung:

$$\frac{S}{2} \cos(2\omega t) + \frac{S'}{2} \sin(2\omega t) - \frac{1}{4\omega^2 \gamma} \cdot \frac{d^2 s_1}{dt^2} - \frac{1}{4\omega^2} \cdot m_1 \frac{d^4 s_1}{dt^4} = 0.$$

Die Addition dieser Gleichung zu der unmittelbar vorher mitgeteilten eliminiert die Ausdrücke mit den Winkel-funktionen und ergibt:

$$\frac{S}{2} - \frac{s_1}{\gamma} - \left( m_1 + \frac{1}{4\omega^2} \cdot \frac{1}{\gamma} \right) \frac{d^2 s_1}{dt^2} - \frac{1}{4\omega^2} \cdot m_1 \frac{d^4 s_1}{dt^4} = 0.$$

Durch Differentiation und Ordnen erhält man:

$$\gamma \cdot m_1 \cdot \frac{d^4 s_1}{dt^4} + (1 + \gamma \cdot m_1 \cdot 4\omega^2) \frac{d^2 s_1}{dt^2} + 4\omega^2 \cdot \frac{d s_1}{dt} = 0.$$

Die charakteristische Gleichung dieser homogen linearen Differentialgleichung hat die Wurzeln:

$$r_1 = +i\sqrt{a_1}; r_2 = -i\sqrt{a_1}; r_3 = +i\sqrt{a_2}; r_4 = -i\sqrt{a_2}; r_5 = 0,$$

wobei:

$$\left. \begin{matrix} a_1 \\ a_2 \end{matrix} \right\} = \sqrt{\frac{(1 + \gamma \cdot m_1 \cdot 4\omega^2) \pm \sqrt{(1 + \gamma \cdot m_1 \cdot 4\omega^2)^2 - (4\gamma \cdot m_1 \cdot 4\omega^2)}}{2 \cdot \gamma \cdot m_1}}$$

gesetzt wurde und  $a_1$  sich auf das positive,  $a_2$  auf das negative Vorzeichen der inneren Wurzel bezieht. Mit  $A, B, C, D, E$  als Integrationskonstanten ergibt sich für den Weg der Masse  $m_1$  das allgemeine Integral:

$$s_1 = A \sin \sqrt{a_1} \cdot t + B \cos \sqrt{a_1} \cdot t + C \sin \sqrt{a_2} \cdot t + D \cos \sqrt{a_2} \cdot t + E$$

Bei Bildung der ersten und zweiten Ableitung dieses Ausdrucks nach der Zeit und Einsetzen der entsprechenden Ausdrücke in die Ausgangsgleichung:

$$\frac{S}{2} \left[ 1 - \cos(2\omega t) \right] - \frac{S'}{2} \sin(2\omega t) - \frac{s_1}{\gamma} - m_1 \frac{d^2 s_1}{dt^2} = 0$$

erhält man durch Koeffizienten-Vergleichung:

$$\gamma \cdot \frac{S}{2} = E.$$

Dasselbe Resultat ergibt sich auch mittels der oben angeführten Differentialgleichung vierter Ordnung. Für die Zeit  $t = 0$  ist  $s_1 = 0$  und erhält man aus dem allgemeinen Integral für  $s_1$  den Zusammenhang:

$$t = 0, s_1 = 0 = B + D + E; B + D = -E = -\gamma \cdot \frac{S}{2}$$

Da zur Zeit  $t = 0$  auch  $\frac{ds_1}{dt} = 0$  sein muss, gilt

$$t = 0, \frac{ds_1}{dt} = 0 = A\sqrt{a_1} + B\sqrt{a_2}.$$

Ueber die Grösse der Stangenkraft:

$$S_1 \sin(\omega t) = \frac{S}{2} \left[ 1 - \cos(2\omega t) \right] - \frac{S'}{2} \sin(2\omega t)$$

zur Zeit  $t = 0$  darf im Hinblick auf die Bestimmung von Integrationskonstanten eine Annahme deswegen nicht gemacht werden, weil ohne weiteres auch bei Ersatz von  $(\omega t)$  durch  $(\omega t + \varphi)$ , bezw. von  $2(\omega t)$  durch  $2(\omega t + \varphi)$  sowie auch beim Ersatz der vordern durch die hintere Stange dieselbe Differentialgleichung und dieselbe Konstante  $E$  sich ergeben müssen;  $\varphi$  bedeutet dabei einen von  $t$  unabhängigen Winkel. Andererseits führt aber die Annahme von  $\omega$  für  $t = 0$  zum Ziel. Offenbar beginnt der Vorlauf mit  $\omega = 0$ , wie denn auch während der ganzen Dauer des Vorlaufs nur sehr kleine Werte von  $\omega$  auftreten werden. Die Bedingungen:

$$\left\{ \begin{matrix} t = 0, \omega = 0 \\ t > 0, \omega = \sim 0 \end{matrix} \right.$$

führen auf:

$$a_2 = 0.$$

$$\text{Aus: } A\sqrt{a_1} = C\sqrt{a_2} = 0$$

muss dann folgen:

$$A = 0.$$

Dann liefert die Ausgangsgleichung weiter:

$$C = 0 \text{ und } D = 0,$$

worauf:

$$B = -E = -\gamma \frac{S}{2}$$

folgt, sodass schliesslich das allgemeine Integral von  $s_1$  lautet:

$$s_1 = \frac{\gamma}{2} \cdot S \cdot \left[ 1 - \cos \left( \sqrt{\frac{2a}{2\gamma m_1}} \cdot t \right) \right]$$

wobei wir setzen:

$$2a = (1 + \gamma \cdot m_1 \cdot 4\omega^2) + \sqrt{(1 + \gamma \cdot m_1 \cdot 4\omega^2)^2 - (4\gamma \cdot m_1 \cdot 4\omega^2)}.$$

Wir schreiben dann für die elastische Kraft, also für die tatsächliche Triebwerksbeanspruchung:

$$K = \frac{s_1}{\gamma} = \frac{S}{2} \left[ 1 - \cos \left( \sqrt{\frac{2a}{2\gamma m_1}} \cdot t \right) \right]$$

Sowohl der von der treibenden Masse  $m_1$  zurückgelegte Weg  $s_1$  als auch die vom elastischen Zwischengliede weitergeleitete Kraft  $K$  schwingen demnach harmonisch um einen festen Mittelwert. Ihre Mindestwerte sind je gleich Null, ihre Höchstwerte lauten:

$$s_{1 \max} = 2 \frac{\gamma}{2} \cdot S \text{ und } K_{\max} = 2 \cdot \frac{S}{2}$$

Es ist nun noch zu erwägen, ob bei der Kleinheit von  $\omega$  während des „Vorlaufs“ etwa eine Rückwirkung von  $s_1$  auf  $\omega$  stattfindet, d. h. mit andern Worten, ob etwa das simultane System der Differentialgleichung für  $s_1$  und der Differentialgleichung für das Entstehen der Motorkraft  $P$  zu berücksichtigen sei. Da jedoch für unendlich kleine  $P$  die Deformation  $s_1$  eine unendlich kleine Grösse höherer Ordnung sein muss, braucht eine solche Rücksicht nicht genommen zu werden. Auch werden wir uns mit dem Vorlauf bei einem konstanten und von null verschiedenen  $\omega$  noch anlässlich der Untersuchung des Antriebs durch eine mit der Frequenz  $\frac{2\omega}{2\pi}$  harmonisch pulsierende Motorkraft  $P$  zu befassen haben.

Lassen wir nun die Vorstellung des Kurbelantriebes vollends fallen und rechnen für den Antrieb nach Abb. 3 mit den Werten:

$$\omega = 0 \text{ und } a_2 = 0,$$

wobei wir also den normalen Antrieb mit nur rotierenden Massen voraussetzen, so wird weiter:

$$\sqrt{a_1} = \sqrt{\frac{2}{2m_1\gamma}} = \sqrt{\frac{1}{m_1\gamma}}$$

während die Konstanten  $B$  und  $E$  die bisherigen Werte beibehalten. Es folgen dann:

$$s = \frac{\gamma}{2} \cdot S \left[ 1 - \cos \sqrt{\frac{1}{m_1\gamma}} \cdot t \right]$$

$$K = \frac{S}{2} \left[ 1 - \cos \sqrt{\frac{1}{m_1\gamma}} \cdot t \right]$$

Die höchstmöglichen Werte sind dieselben wie vorhin, nämlich:

$$s_{1 \max} = 2 \cdot \frac{\gamma}{2} S \text{ und } K_{\max} = 2 \cdot \frac{S}{2}$$

Der Unterschied, den im Vorlaufe der Kurbelantrieb gegenüber dem Antrieb mit nur rotierenden Massen aufweist, ist somit anscheinend recht unwesentlich. Prinzipiell ist indessen schon hier darauf hinzuweisen, dass beim Kurbelantrieb für die Frequenz der Schwingungen und damit für die Gefahr einer Resonanz mit andern schwingungsfähigen Konstruktionsteilen der Lokomotive neben  $m_1$  auch  $\omega$  mitwirkt, während beim Antrieb mit nur rotierenden Massen die zweite Quelle einer Resonanzgefahr ausser Betracht fällt. Die Wirkung von  $\omega$  wird aber naturgemäss erst beim eigentlichen Anlauf der gesamten Massen recht zur Geltung kommen. (Fortsetzung folgt.)