

Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 117/118 (1941)
Heft: 21

Artikel: Der Schienenstoss
Autor: Grossmann, K.H.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-83560>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 01.04.2025

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

Der Schienenstoss

Nichts ermüdet bei längeren Eisenbahnfahrten so sehr wie die unaufhörlichen Erschütterungen, die das Ueberfahren der aufeinanderfolgenden Schienenstösse begleiten. Angeregt durch eine Studie von R. A. Bornand¹⁾, mag die unten sub I stehende rohe Abschätzung des von den Schienenstössen auf den Wagen periodisch übertragenen Vertikalimpulses die Einsicht in das Uebel und damit seine Bekämpfung fördern. Der Betrachtung liegt ein äusserst vereinfachtes Bild des Stossvorgangs zugrunde; unter den getroffenen Annahmen sind die von Bornand selber ausdrücklich oder stillschweigend gemachten mit *b*, die übrigen mit *g* bezeichnet. Den Hauptteil der Bornand'schen Abhandlung nimmt nicht diese eisenbahntechnische Frage ein, sondern die — weit schwierigere — theoretische Untersuchung eines Anfachungsvorgangs, auf deren Ergebnisse die sich sub II anschliessende Resonanzbetrachtung abstellt.

I. Ist *L* die Schienenlänge, *v* die Zugsgeschwindigkeit, so empfängt ein vierachsiger Wagen, mit zwei Räderpaaren pro Drehgestell, in jeder Periode $T = L/v$ zwei Doppelstösse. Der Radstand *A* bestimmt den zeitlichen Abstand $(L - A)/v$ zwischen den beiden Doppelstössen; diese würden, bei nur einem Räderpaar pro Drehgestell, für $A = L$ zu einem einzigen, alle $T = L/v$ sek wiederholten Impuls *J* vereinigt; (*b*₁) dieser «Ideal»-Fall sei vorausgesetzt. (*b*₂) Abb. 1 schematisiert den Wagen als ein Zwei-Massen-System: Oben die abgefederte Masse *M*_a des Wagenkastens, unten, zu einem einzigen Rad vereinigt, die unabgefederte Masse *M*_u, dazwischen eine die gesamte Abfederung verkörpernde Feder der elastischen Konstanten *f*. Für einen mitfahrenden Reisenden rollt die regelmässig unterbrochene Schiene an dem Rad ab; jede vorbeiziehende Fuge versetzt diesem einen vertikalen Stoss.

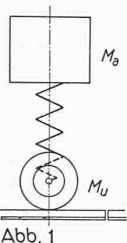


Abb. 1

Idealisiertes Problem

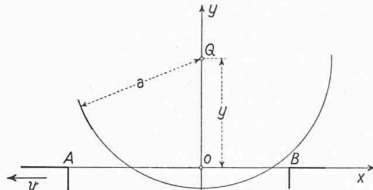


Abb. 2

Verdeutlichter Fall in die Fuge

Dieses Vorbeiziehen der Fuge verdeutlicht, bei drastisch vergrösserter Fugenbreite, Abb. 2. In die Relativbahn des Radmittelpunktes *Q*, d. h. in die Vertikale durch *Q*, ist die *y*-Axe des Koordinatensystems gelegt; sein Ursprung *O* in den Schnittpunkt dieses Lots mit der waagrechten Schienen-Oberkante, der *x*-Axe. Das Bezugssystem (*O*; *x*, *y*) wird also vom Zug mitgeführt. Die Randpunkte *A* und *B* der Fuge stehen um die Spaltbreite *s* voneinander ab²⁾. Mit der Geschwindigkeit $-v$ saust die Fuge der *x*-Axe entlang; zur Zeit $t = 0$ habe *A* den Ursprung *O* erreicht. In den für eine Frist $[0, t_1]$ eröffneten Spalt fällt das (um seine, (*b*₃) bisher ruhende, Axe rotierende) Rad vom Radius *a* unter der Last seines Gewichtes $G_u = M_u g$, (*b*₄) dem gegenüber die Federkraft vernachlässigt sei. Mit *y* sei die Lage von *Q*, mit *x* jene von *B* auf den bezüglichen Axen bezeichnet:

$$y = a - \frac{g}{2} t^2, \quad x = s - v t$$

Der freie Fall des Rades setzt natürlich voraus, dass der Abstand \overline{QA} den Radhalbmesser *a* übertrifft, dass also

$$a^2 < v^2 t^2 + \left(a - \frac{g}{2} t^2\right)^2 \quad \text{für } t > 0$$

— eine wegen der bei normaler Geschwindigkeit stets befriedigten Ungleichung

$$a g < v^2$$

selbstverständlich erfüllte Bedingung. Der Zeitpunkt *t*₁ des Aufpralls des Rades auf die Kante *B* bestimmt sich aus der Bedingung $\overline{QB} = a$, d. h.:

$$(v t_1 - s)^2 + \left(a - \frac{g}{2} t_1^2\right)^2 = a^2 \quad \dots \quad (1)$$

Für *t*₁, von der Grössenordnung 10^{-4} sek, gilt sicherlich:

$$t_1 \ll \frac{2}{g} \sqrt{v^2 - a g} \approx \frac{2v}{g}$$

¹⁾ Dynamisches Verhalten eines schwingenden Systems mit trockener Reibungsdämpfung unter der Einwirkung periodischer Impulse. Sonderdruck aus «Schweizer Archiv». Vogt-Schild A.G., Solothurn 1938.

²⁾ Bornand bezeichnet die Spaltbreite mit *2s*.

Dies berücksichtigt, liefert (1):

$$t_1 = \frac{s}{v + \sqrt{a g}}$$

Zu diesem Zeitpunkt ist

$$x_1 = x(t_1) = s - v t_1 = \frac{s \sqrt{a g}}{v + \sqrt{a g}}$$

geworden; die beim Aufprall erlangte Fallgeschwindigkeit des Schwerpunktes beträgt

$$w = -g t_1 = -\frac{s g}{v + \sqrt{a g}} \quad \dots \quad (2)$$

Von der Kante *B* getroffen, schnellt das Rad mit der Schwerpunkts-*geschwindigkeit* *w'* zurück gemäss dem empfangenen Impuls

$$J = M_u (w' - w) \quad \dots \quad (3)$$

Um *w'* abzuschätzen, denke man sich (*g*₁) Rad und Schiene vollkommen hart und (*g*₂) den Radschwerpunkt *Q* unausweichlich genau auf der *y*-Axe geführt. Dann ist die Bewegung von *Q* durch die von *B*, also *y* durch *x*, zwangsläufig bestimmt kraft der Bedingung $\overline{QB} = a$, d. h.:

$$y^2 + x^2 = a^2, \quad y \dot{y} = -x \dot{x} = xv, \quad \dot{y} = v \frac{x}{y}$$

Für $t = t_1$ ist $\dot{y} = w'$:

$$w' = \frac{v x_1}{y_1} \approx \frac{v x_1}{a} = \frac{v s \sqrt{a g}}{a(v + \sqrt{a g})} \quad \dots \quad (4)$$

Bei Vernachlässigung von $\sqrt{a g}$ gegenüber *v* wird mithin ((3), (4)):

$$J \approx M_u \left(v \sqrt{\frac{g}{a}} + g \right) \frac{s}{v} = \frac{G_u s}{v} \left(\frac{v}{\sqrt{a g}} + 1 \right) \approx \frac{G_u s}{\sqrt{a g}} \quad (5)$$

Der Impuls ist somit 1) dem ungefederten Gewicht und 2) der Spaltbreite proportional, 3) in grösster Annäherung von der Zugsgeschwindigkeit unabhängig. Auf Grund von andern, m. E. irrigen Ueberlegungen gelangt Bornand zu einer von (5) verschiedenen Formel, die ausser den Proportionalitäten 1) und 2) eine solche zwischen dem Impuls und der Zugsgeschwindigkeit behauptet.

(*b*₅) Der das Rad treffende Impuls trifft, fortgepflanzt durch die für einen Augenblick als fest betrachteten Zwischenglieder, sofort auch die abgefederte Masse *M*_a. Deren Schwerpunkt erfährt also alle $T = L/v$ sek eine plötzliche Geschwindigkeitsänderung Δu vertikal aufwärts:

$$\Delta u = \frac{J}{M_a} \approx \frac{M_u}{M_a} \sqrt{\frac{g}{a}} s \quad \dots \quad (6)$$

So gering, von der Grössenordnung 1 cm/sek, dieser in eintönigem Takt wiederkehrende Geschwindigkeitsprung auch ist, so ist es, da er jedesmal *plötzlich* erfolgt³⁾, dennoch wohl er, der dem Reisenden auf die Dauer so «auf die Nerven gibt». Die Wagenbauer sind denn auch bestrebt, das Verhältnis der unabgefederten zur abgefederten Masse tunlichst klein zu halten, sowie den Stoss auf seinem Weg vom Rad zum Wagenkasten abzdämpfen.

II. Es fragt sich, ob die periodische Folge der Geschwindigkeitsprünge Δu bei Resonanz so heftige Vertikalschwingungen des Wagenkastens anzufachen vermag, dass die erzeugten Beschleunigungen ihrerseits den Reisenden behelligen — vielleicht sogar in höherem Grad als die Schwingungen unterhaltenden Geschwindigkeitsprünge selbst? Sieht man (*b*₆) von jeglicher zähen (geschwindigkeitsproportionalen) Reibung ab, so kann man der Bornand'schen Untersuchung eine Antwort hierauf entnehmen:

Der Schwerpunkt *S* der abgefederten Masse ist an unsere *y*-Axe (Abb. 2) gebunden; auf dieser sei *O** ein fester, unten näher bezeichneter Punkt; *z* sei die Höhe von *S* über *O**, *F* sei der auf die Masse *M*_a, ihrem Gewicht $G_a = M_a g$ entgegen, ausgeübte Federdruck. Für aufeinanderfolgende Zeitstrecken der Dauer $T = L/v$ ist die Bewegung von *S* dem Gesetz unterworfen:

$$M_a \ddot{z} = F - G_a \quad \dots \quad (7)$$

Zur Kennzeichnung der Federkraft *F* kann man Belastungsversuche an Blattfedern so schematisieren (*b*₇) Einer bestimmten Durchbiegung δ entspricht nicht eine bestimmte Belastung *P*(δ), sondern ein Lastbereich $[P_1(\delta), P_1(\delta) + 2R]$:

$$P_1(\delta) \leq P(\delta) \leq P_1(\delta) + 2R$$

Bei einer Laständerung innert dieser Grenzen bleibt die Durchbiegung konstant; erst wenn die Last die obere Grenze $P_1(\delta) + 2R$ um einen Betrag ΔP übersteigt, oder um ΔP unter die

³⁾ D. h. in einer sehr kurzen Zeit Δt . Angenommen, $\Delta t \approx 10^{-3}$ sek, so wird $\Delta u/\Delta t$ von der Grössenordnung der Erdbeschleunigung!

