

Physikalische Modellierung von Orgelpfeifen mit Durchschlagzungen

Jonas Braasch und Sebastian Schmidt
 Institut für Kommunikationsakustik, Ruhr-Universität Bochum

Kurzfassung

Neben den heutzutage überwiegend im Orgelbau verwendeten Aufschlagzungen gab es im 19. Jahrhundert einen zweiten, sehr verbreiteten Typus, die Durchschlagzunge. Diese ist im Gegensatz zur Aufschlagzunge so gebaut, daß die Zunge durch den Rahmen hindurchschwingen kann. Nachdem sie während der Orgelbewegung Anfang des 20. Jahrhunderts aus der Orgel verbannt war, erfreut sie sich mittlerweile wieder zunehmender Beliebtheit. Da sich Durchschlagzungen akustisch jedoch anders verhalten als Aufschlagzungen, können nicht einfach die gleichen Maße für Stiefel und Becher verwendet werden. Aus diesem Grund werden die akustischen Eigenschaften der Durchschlagzunge mit eindimensionalen physikalischen Modellen simuliert, um optimale Stiefel- und Bechermaße ermitteln zu können.

1. Einleitung

Die Durchschlagzungenpfeife wurde von Abt Vogler Ende des 18. Jahrhunderts in die Orgel eingeführt und unterscheidet sich von der bis dahin ausschließlich verwendeten Aufschlagzunge im wesentlichen in den Maßen der Zunge und des Rahmens. Die Maße der Zunge sind bei ihr so angelegt, daß sie durch den Rahmen, auf dem sie befestigt wird, hindurch schwingen kann und so nicht mehr darauf aufschlägt. Durch diese Veränderung verhält sich die Zungenpfeife in akustischer Hinsicht ganz anders, weshalb auch die Maße ihrer übrigen Bestandteile (vor allem die des Bechers und des Stiefels) angepaßt werden müssen.

Nachdem Durchschlagzungen während der Orgelbewegung aus der Mode gekommen waren, erleben sie zur Zeit eine Renaissance, allerdings sind viele Kenntnisse über die Mensurierung im Laufe der Zeit verlorengegangen. Zur Rekonstruktion dieses Wissens ist eine Anzahl praktischer Versuchsreihen nötig. Um diese reduzieren zu können, wurde ein eindimensionales physikalisches Modell einer Durchschlagzunge entworfen und mit vorhandenen experimentellen Daten [1] verglichen.

2. Modellstruktur

Das hier vorgestellte Modell basiert auf dem Durchschlagzungenmodell von Tarnopolsky et al. [2]. Dieses eignet sich vor allem aufgrund der genauen quantitativen Beschreibung der einzelnen physikalischen Größen als Grundlage. Im wesentlichen mußte dieses Modell in zweierlei Hinsicht modifiziert werden. Zum einen wurde ein Becher angefügt, der bei Tarnopolsky et al. noch nicht berücksichtigt wurde. Zum anderen mußte das von Tarnopolsky et al. verwendete Prinzip der auswärtsschlagenden Zunge (d.h. die auf die Zunge wirkende Kraft, die durch einen Überdruck hervorgerufen wird, bewirkt zunächst eine Auslenkung dieser) in eine einwärtsschlagende Zunge (d.h. die auf die Zunge wirkende Kraft, die durch einen Überdruck ausgelöst wird, wirkt ihrer Auslenkung entgegen) umgewandelt werden.

In Abb. 1 werden die prinzipielle Struktur des Modells, die physikalischen Größen und ihre Wechselwirkungen gezeigt. Die Zunge und deren Auslenkung x wird dabei durch einen mechanischen Schwingkreis (ein gedämpftes Feder-Masse-System) simuliert. Dabei übt die Druckdifferenz p_D eine Kraft F auf die Zunge aus, die gemäß des Bernoulli-Gesetzes simuliert wird. Zudem regelt die Bewegung der Zunge über die damit verbundene Durchlaßöffnungsveränderung den Luftfluß U , der auch von der Fläche der Zunge A abhängt. Sowohl der die Druckdifferenz p_D bildende Innendruck p_I als auch der Außendruck p_A sind dynamische Größen. Der Druck im Stiefel p_I wird entscheidend durch dessen Volumen beeinflusst, der Druck im Resonator p_A durch dessen akustische Eigenschaften. Die drei Hauptgleichungen:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{m\omega_0}{Q} \frac{dx}{dt} + m\omega_0^2 x = 1,5WL(p_I + p_A) \quad (1)$$

$$\frac{dp_I}{dt} = \frac{\rho c^2}{V}(U_0 - U) \quad (2)$$

$$U = \sqrt{\frac{2(p_I - p_A)}{\rho}} CA \quad (3)$$

wurden diskretisiert und iterativ gelöst (Die Fläche der Zungenöffnung A wird nach [2], Formel 2 und 5, berechnet). Die Parameter wurden dabei folgendermaßen gewählt:

Eigenfrequenz der Zunge, ω_0	: 264 Hz
Güte der Zunge, Q	: 50
Zungenbreite, W	: 6,6 mm
Zungenlänge, L	: 22,4 mm
Zungendicke	: 1,5 mm
Material	: Messing ($\rho=8580 \text{ kg/m}^3$)
Luftfluß in den Stiefel, U_0	: $0,005 \text{ m}^3/\text{s}$
Stiefelvolumen, V	: 0,3 Liter

3. Simulation der Becher

Der Resonator wird durch ein Digital-Waveguide-Modell simuliert [3]. Dazu wird vorausgesetzt, daß innerhalb der Leitung eine hin- und eine rücklaufende Welle existieren. Diese beiden Komponenten werden durch je eine Verzögerungsleitung realisiert. Durch Addition der Inhalte zweier jeweils korrespondierender Verzögerungsglieder kann die exakte Lösung der Wellengleichung an allen zugänglichen Stellen des Waveguides berechnet werden. Eventuell auftretende Verluste H_L werden vor oder hinter den Verzögerungsleitungen z^{-m} zusammengefaßt. Um verschiedene Bechertypen zu modellieren, ist die Berechnung der Reflektanzen R_0 und R_A an den Becherenden nötig. Die Simulation der Reflektanz am der Zunge abgewandten Pfeifenende wurde hier mit Hil-

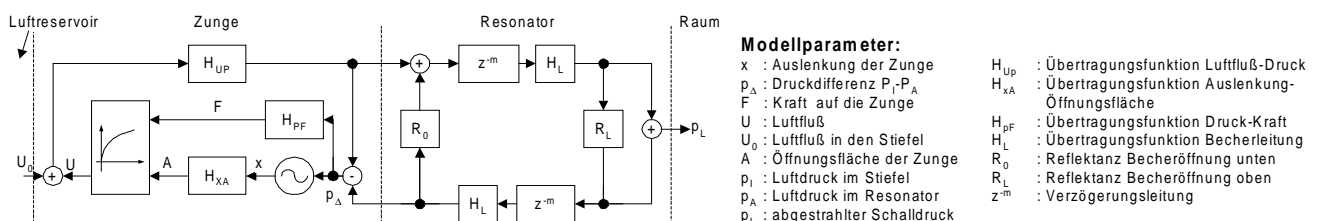


Abb. 1: Modellstruktur.

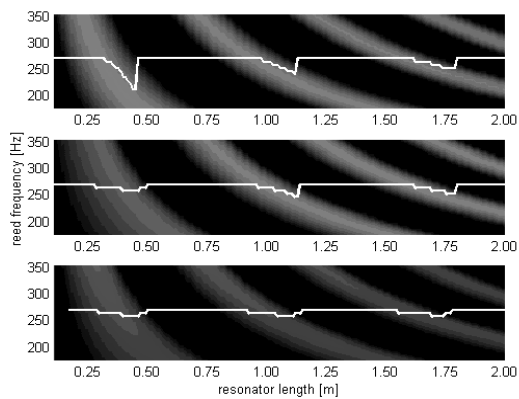


Abb. 2: Zungenfrequenz des Modells bei verschiedenen Becherlängen: Zylindrisch, oben; Konisch I, Mitte; Konisch II, unten (weiße Linien). Im Hintergrund sind die Resonanzfrequenzen der Becher dargestellt. Die Resonanz steigt mit der Helligkeit der Graustufe (Schwarz: keine Resonanz).

fe der von Levine und Schwinger [4] aufgestellten Lösung für die Abstrahlimpedanz offener Rohre realisiert. Die Becherdurchmesser wurden bei variabler Becherlänge l für die Typen: Zylindrisch, Konisch I und Konisch II wie folgt gewählt:

	ϕ (oben)	ϕ (unten)
Zylindrisch	: 4,5 cm	4,5 cm
Konisch I	: 3,2 cm	6 cm
Konisch II	: 3,2 cm	$(12,9+l) \cdot 0,064$ cm

4. Ergebnisse

Abb. 2 zeigt die Grundfrequenz der Zunge in Abhängigkeit der Resonatorlänge für drei verschiedene Becherformen (zylindrisch, konisch I mit konstantem Öffnungswinkel, konisch II mit konstantem Durchmesser an beiden Enden). Die grauen Kurven zeigen die Eigenfrequenzen des Resonators. Wie die Lösung Webers [5] und Helmholtz' [6] suggeriert, wird die Frequenz der Zunge vom Resonator beeinflusst, wenn sie sich in der Nähe einer seiner Resonanzfrequenzen befindet. Wie beim Vorbild (siehe Abb.1 in [1], allerdings nur bis 65 cm gemessen) ist der Einfluß des zylindrischen Bechers ($f=4,5$ cm) größer als der der konischen Becher. Dies hängt auch von der Wahl des Becherdurchmessers

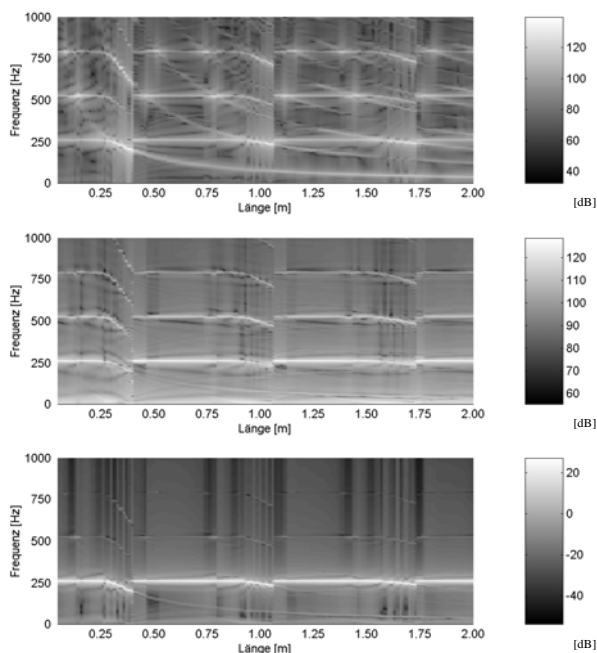


Abb. 3: Amplitude des Luftdruck im Resonator (oben), im Stiefel (Mitte), Zungenamplitude (unten), alle in Abhängigkeit der Becherlänge (zylindrisch).

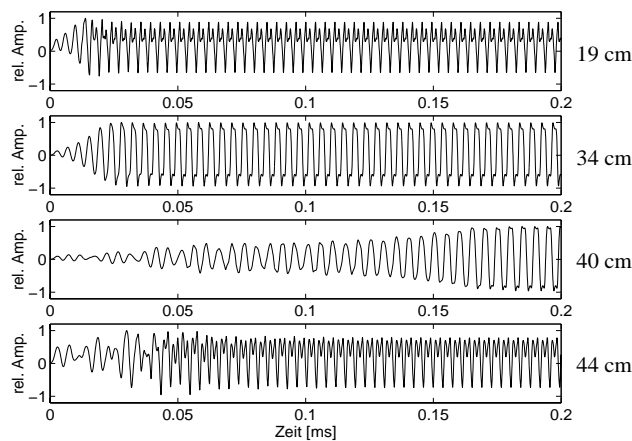


Abb. 4: Einschwingvorgänge des Modells bei verschiedenen Becherlängen (zylindrisch).

ab. So war der Einfluß des konischen Bechers I größer als im Falle des konischen Bechers II.

Abb. 3 zeigt die Spektrogramme für drei verschiedene physikalische Größen (oben: p_A , an der Zunge anliegender Druck im Becher; Mitte: p_I , an der Zunge anliegender Druck im Stiefel und unten: x , die Auslenkung der Zunge). In allen drei Abbildungen sind deutlich die Resonanzfrequenzen der Zunge und des Bechers zu sehen. Anders als beim Vorbild ist jedoch für die Fälle, in denen die Grundfrequenz der Pfeife stark von der Eigenfrequenz der Zunge abweicht, kein gravierender Einbruch der Zungenamplitude zu verzeichnen. Dahingehend soll das Modell demnächst verbessert werden. Es ist jedoch zu beobachten, daß für die Fälle, bei denen die Pfeife mit der Eigenfrequenz der Zunge schwingt, p_I ansteigt, in den Fällen, in denen sie mit der Resonanzfrequenz des Bechers schwingt aber p_A ansteigt.

Auch bezüglich des Einschwingverhaltens konnten einige der typischen Eigenschaften der Durchschlagzunge simuliert werden. So kann der Schwingungsverlauf des Schalldrucks ähnlich durch den Becher geformt werden, wie auch im Experiment zu beobachten war (Experimentelle Daten vgl. [1]). In der Abb. 4 sind die Einschwingvorgänge für verschiedene zylindrische Becherlängen (Becherdurchmesser 4,5 cm) dargestellt. Wie auch bei realen Pfeifen zu beobachten ist, ergibt sich ein gleichmäßigeres Einschwingverhalten, wenn der Becher auf die richtige Länge eingestellt wird (hier von 19 cm auf 34 cm). Außerdem wird der Einschwingvorgang mit abfallender Frequenz deutlich länger (hier bei 40 cm). Nach dem Rücksprung auf die Eigenfrequenz der Zunge ist zunächst ein unregelmäßiger Einschwingvorgang zu verzeichnen.

Literatur

[1] J. Braasch, C. Ahrens, J.P. Cottingham und T.D. Rossing (2000): *Der Einfluß der Becherlänge bei Orgelpfeifen mit Durchschlagzungen*, in: Fortschr. Akust., DAGA 2000, Oldenburg, S. 242–243.

[2] A.Z. Tarnopolsky, N.H. Fletcher, J.C.S. Lai (2000): *Oscillating reed valves-An experimental study*, in: J. Acoust. Soc. Am. 108, S. 400–406.

[3] J.O. Smith (1998): *Principles of digital waveguide models of musical instruments*, in: Applications of Digital Signal Processing to Audio and Acoustics, M. Kahrs and K. Brandenburg, Eds., pp. 417–466. Kluwer Academic Publishers, Boston/Dordrecht/London.

[4] H. Levine und J. Schwinger (1948): *On the radiation of sound from an unflanged circular pipe*. Phys. Rev. 73, S. 383–406.

[5] W. Weber (1828): *Theorie der Zungenpfeifen*, in: *Annalen der Physik und Chemie*, 93, hrsg. von J. C. Poggendorf, Leipzig 1828, S. 193–246.

[6] H. Helmholtz (1865): *Die Lehre von den Tonempfindungen*, Braunschweig.