

Detached Eddy Simulation der Strömung und des Schallfelds eines subsonischen Freistrahls bei moderater Reynolds-Zahl

Sebastian Hakansson, Alessandro Bassetti

DLR - Institut für Antriebstechnik, 10623 Berlin, Deutschland, Email: sebastian.hakansson@dlr.de

Einleitung

Strahlärm hat beim Start eines Flugzeuges einen wesentlichen Anteil am entstehenden Fluglärm. Es ist daher nach wie vor von großem Interesse, die zugrunde liegenden Mechanismen der Schallentstehung zu untersuchen und zu verstehen. Unterstützend zu experimentellen Versuchen und Messungen können skalenaufösende numerische Simulationen unter Verwendung von hybriden LES-Verfahren durchgeführt werden. Zu diesen Verfahren zählt die sogenannte „Detached Eddy Simulation“, bei der das Turbulenzmodell in der Nähe fester Wände im RANS-Modus und im verbleibenden, meist abgelöstem Bereich, im LES-Modus läuft. Die so, im akustischen Nahfeld des Strahls, berechneten Strömungsfelder werden anschließend mit einem Ffowcs-Williams-Hawking Verfahren ins Fernfeld projiziert, um dort die akustischen Druckschwankungen zu bestimmen. Statistische Analysen der Simulationsergebnisse geben darüber hinaus einen Einblick in die Aerodynamik des turbulenten Strahls und tragen somit zum Verständnis der Effekte bei.

Konfiguration

In der hier behandelten Konfiguration strömt Luft mit einer (aerodynamischen) Machzahl von 0,9 aus einer Düse mit einem Durchmesser von 1 Zoll. Die Reynolds-Zahl beträgt $6,5 \times 10^5$. Aufgrund des geringen Durchmessers und der Konturierung reagiert diese Düse, aus akustischer Sicht, sehr sensitiv auf Beeinflussung der Grenzschicht. Durch ein, an der Innenseite der Wand, befestigtes Zackenband wird diese Grenzschicht und somit die daraus entstehende freie Scherschicht des Strahls so geändert, dass eine Lärmreduzierung im Fernfeld erreicht wird. Dieser Effekt wurde bei Messungen an der Pennstate University von Meyer *et al.* [1] beobachtet. Hier kamen verschiedene Beeinflussungsmaßnahmen bei unterschiedlichen Machzahlen zum Einsatz. In den Versuchen mit dem Zackenband konnte die größte Pegelreduzierung festgestellt werden. Diese betrug im Nahfeld etwa 3 dB und im Fernfeld knapp 2 dB im Vergleich zur Düse ohne Einbauten. Das Zackenband sorgt dabei, durch das Einbringen zusätzlicher Querkomponenten im Bereich des Beginns der Scherschicht, für eine bessere Durchmischung des Strahls. Es handelt sich zudem um einen statischen Strahl, das heißt es existiert kaum Co-Flow. Die Luft außerhalb des Strahls hat eine sehr geringe Geschwindigkeit von $v_{cF} \leq 7m/s$. In dieser Arbeit soll die Zackenband-Konfiguration mittels DES simuliert und die resultierenden Pegel im akustischen Fernfeld bestimmt werden.

Bei dem für die Simulation verwendeten Netz handelt es sich um ein strukturiertes Gitter bestehend aus 42 Mio. Zellen. Die Region um den Strahl hat eine hohe Auflösung zur Berechnung turbulenter Strukturen, Bereiche im Fernfeld sowie die Regionen stromauf und weit stromab sind gröber aufgelöst. Die Domain beginnt in axialer Richtung 14 Düsendurchmesser (D_j) stromauf des Düsenaustritts und endet bei $100D_j$. In radialer Richtung beträgt die Ausdehnung $15D_j$ auf Höhe des Düsenaustritts bei $x = 0$ und $25D_j$ am Ende der Domain. Zwischen $x = 50D_j$ und $100D_j$ existiert ein Bereich mit schnell größer werdenden Zellen, die sogenannte „Sponge-Layer“. Diese Region sorgt für zusätzliche numerische Dissipation und verhindert somit Reflektionen durch stromab konvektierte und auf die Austritts-Randbedingungen treffende Strukturen. Die Düse ist mit $117 \times 75 \times 208$ ($N_x \times N_r \times N_\phi$) Zellen aufgelöst, der Fokus-Bereich hinter der Düse mit $747 \times 233 \times 208$ Zellen. Die Sponge-Layer hinter dem Fokus-Bereich ist mit $47 \times 233 \times 208$ sehr grob diskretisiert.

Die minimale Zellgröße in Strömungs-Richtung beträgt am Düsenaustritt $0,008D_j$. Das Spacing-Ratio dx_{n+1}/dx_n zwischen zwei Zellen ist 1,005 von $x = 0D_j$ bis $25D_j$ und 1,01 zwischen $x = 25D_j$ und $50D_j$. Im Bereich der Düsenhinterkante, dort wo die Grenzschicht die Düse verlässt, sind die Zellen in radiale Richtung $dr = 0,004D_j$ groß. Außerhalb der Scherschicht beträgt $dr = 0,105D_j$. Das Spacing Ratio dr_{n+1}/dr_n ist dann 1,035 von $r = 0,6D_j$ bis $5D_j$ und 1,045 bis zum Rand der Domain.

Um die Singularität auf der X-Achse bei der Konstruktion des Gitters zu umgehen wird eine O-H-Topologie verwendet.

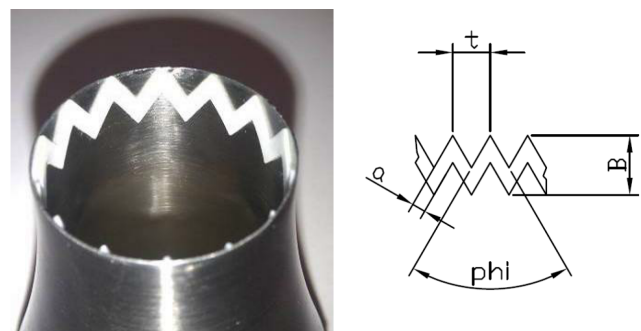


Abbildung 1: Links: Im Experiment von Meyer [1] verwendete Düse mit eingebautem Zackenband. Rechts: Aufbau des Zackenbands.

In der Messung ist die Düse auf ein Rohr mit einem

Durchmesser von 100 mm montiert. Im Bereich der Querschnitts-Veränderung auf 1" kommt es zu einer starken Beschleunigung der Strömung, wodurch die zuvor gebildete Grenzschicht stark reduziert wird. Um das daraus resultierende Grenzschicht-Profil entsprechend abbilden zu können, wird zusätzlich zur eigentlichen Düse ein Teil des Rohrs mit vernetzt und simuliert. An den Wänden der Düseninnenseite gilt $y^+ \sim 1$ in wand-normalen Richtung mit 20 bis 25 Zellen in der Grenzschicht.

Das am Düsenaustritt angebrachte Zackenband wird mit etwa 2 Mio. Zellen aufgelöst und befindet sich zwischen $x = -0,33D_j$ und $0D_j$. Es hat vierzehn Zacken, wodurch sich eine Teilung (t) von etwa $0,225D_j$ ergibt. Das Band ist $a = 0,075D_j$ breit und $0,015D_j$ hoch. Der Winkel ϕ einer Zacke ist 60° . Abbildung 1 zeigt das Zackenband in der Düse sowie dessen Abmaße.

Numerisches Verfahren

Bei der hier durchgeführten Rechnung handelt es sich um eine Delayed Detached Eddy Simulation basierend auf dem k-Omega Turbulenz-Modell, welche mit dem Strömungslöser TRACE des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) durchgeführt wird. Dabei dient das Netz als Filter. Größere Strukturen werden bis zur Gitterweite aufgelöst, der Effekt von kleineren, aufgrund der Filterweite nicht auflösbaren, Strukturen mittels eines Subgrid-Scale-Modell (SGS) modelliert. Das DES-Modell läuft dabei in Bereichen abgelöster Strömung im DES-Modus und dort wo die Strömung anliegt im RANS-Modus. Das geschieht insbesondere im Bereich der festen Wände, wo die Strömung durch das RANS-Modell hinreichend genau gelöst wird. Bei Verwendung eines reinen LES-Modells steigen die Anforderungen an das Netz an der Wand aufgrund der dort vorhandenen sehr kleinen Strukturen stark an.

Eine 2006 von Spalart [2] veröffentlichte Erweiterung zielt auf die Verbesserung der ursprünglichen Modell-Formulierung hin. Damit wird die Aktivierung des DES-Modus des Modells in der Grenzschicht in Abhängigkeit von der aktuellen Strömungslösung verhindert beziehungsweise unterdrückt. Das Gitter ist an diesen Stellen fein genug um den DES-Modus zuzulassen, jedoch nicht fein genug um entsprechende Geschwindigkeits-Fluktuationen auflösen zu können. Durch die Aktivierung kommt es dann zu einer Reduzierung der modellierten Reynolds-Spannungen, wodurch die Lösung fehlerhaft wird. Dieses von Spalart als modeled-stress depletion (MSD) bezeichnete Phänomen wurde bereits während der ursprünglichen Formulierung erkannt und ist eines der hauptsächlich auftretenden Probleme bei DES.

Die Erweiterung ist, wie von von Spalart vorgeschlagen, folgendermaßen definiert:

$$r_d = \frac{\nu_t + \nu}{\sqrt{U_{i,j} U_{i,k} \kappa^2 d^2}} \quad (1)$$

$$f_d = 1 - \tanh([8r_d]^3) \quad (2)$$

$$\tilde{d} = d - f_d \max(0, d - C_{Des} \Delta) \quad (3)$$

Die Konstante C_{Des} ist für dieses Modell auf den Wert 0,78 kalibriert. Für die Filter-Funktion des Netzes gilt $\Delta = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$.

Der Zeitschritt beträgt $t = (D_j/U_j)/398$. Er ist so gewählt, dass im Mittel für alle Zellen im Fokus-Bereich hinter der Düse die Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl (CFL) kleiner als eins ist.

Um die Ergebnisse der Simulation nicht durch den Start-beziehungsweise den Einschwingvorgang zu beeinflussen, werden die ersten 150 konvektive Zeiteinheiten (CTU) der Rechnung als eine Art Transitions-Phase betrachtet und für die spätere Auswertung nicht benutzt. Eine Zeiteinheit ist definiert als $t_{CTU} = (D_j/U_j)$. Im Anschluss an die Transitions-Phase werden weitere 150 CTU simuliert und die dabei entstehenden Daten gespeichert. In dieser Sampling-Phase bleibt der Zeitschritt des Verfahrens unverändert, jedoch wird, anders als bei der Transitions-Phase, alle zwölf Zeitschritte das komplette Feld gespeichert. Somit ergeben sich am Ende 1.800 instationäre Felder.

Ergebnisse der DES

Plots der Strahl-Geschwindigkeit sowie der turbulenten Fluktuation entlang der Strahl-Achse geben Aufschluss über die Statistik des Jets. Dazu werden die Daten der 1.800 instationären Felder gemittelt. Da für den Versuch an der Pennstate University keine aerodynamischen Messung durchgeführt wurden, werden die Daten mit Experimenten aus der Literatur verglichen.

In Abbildung 2 ist die normierte, mittlere Geschwindigkeit sowie die Turbulenz in axialer Richtung entlang der X-Achse gezeigt. Die Daten von Lau *et al.* [5] wurden mit einer 2" Düse bei einer Reynolds-Zahl von 1×10^6 mittels Laser-Doppler-Velocimetry (LDV) aufgenommen. Arakeri *et al.* [6] führte Particle Image Velocimetry (PIV)-Messung an einer Düse mit 22 mm Durchmesser durch, wodurch sich eine Reynolds-Zahl von 5×10^5 ergab. Bridges & Wernet [7] führten ebenfalls PIV-Messungen durch und nutzen dafür auch eine 2" Düse. Für alle Experimente gilt die Strahlaustritts-Machzahl $Ma_j = 0,9$.

Obwohl die hier aufgezählten Messungen mit unbeeinflussten Düsen durchgeführt wurden, ähneln die Ergebnisse der DES den Daten. Die an den Rändern der Düse entstehenden Scherschichten treffen am Ende des Potentialkerns des Strahls zusammen. Die Länge des Kerns entspricht dann dem Punkt, wo die Geschwindigkeit auf der Strahl-Achse (U_c) 99% der Strahlaustritts-Geschwindigkeit (U_j) beträgt (andere Formulierungen nutzen zum Beispiel den Punkt maximaler Krümmung). Lau fand eine Potentialkern-Länge von $5,2D_j$, Arakeri einen Wert von $6D_j$ und die hier durchgeführte DES ergibt ein Länge von $6,4D_j$. Die in Abbildung 2 gezeigte turbulente Geschwindigkeits-Fluktuation $u_{x,rms}$ folgt dem generellen Trend der Experimente. Der Maximalwert wird zwischen 10 und $11D_j$ erreicht und ist mit

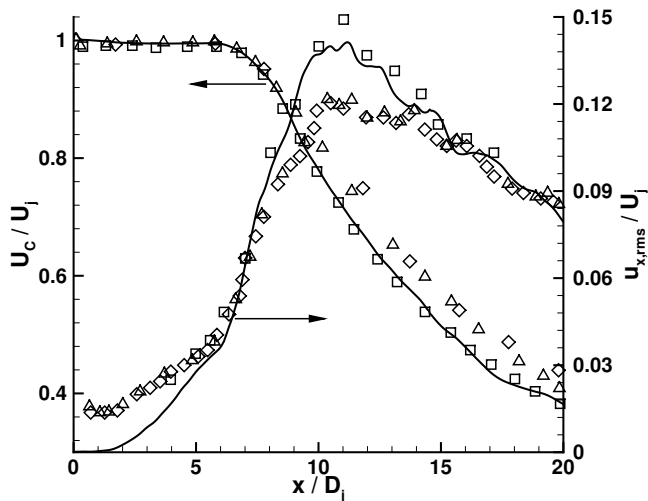


Abbildung 2: Mittlere Geschwindigkeits- und Axial-Turbulenz-Verteilung entlang der X-Achse. —, DES; □, Lau *et al.*; △, Arakeri *et al.*; ◇, Bridges & Wernet

0,14 höher als die Ergebnisse von Bridges & Wernet sowie von Arakeri *et al.* die einen Wert von 0,12 fanden. Im Bereich $x \leq 7D_j$ liefert die Simulation geringe Turbulenz.

Abbildung 3 zeigt einen Schnappschuss der instantanen Wirbelstärke und gibt einen Eindruck über das verwendete numerische Gitter. Hierbei fällt auf, dass sich Strukturen erst 1 bis $2D_j$ nach verlassen der Düse ausbilden beziehungsweise entsprechend aufgelöst werden. Anhand der Netzlinien lässt sich gut das „Clustering“ in axialer Richtung dicht am Düsenaustritt sowie die in alle Richtungen sukzessiv größer werdenden Zellen erkennen.

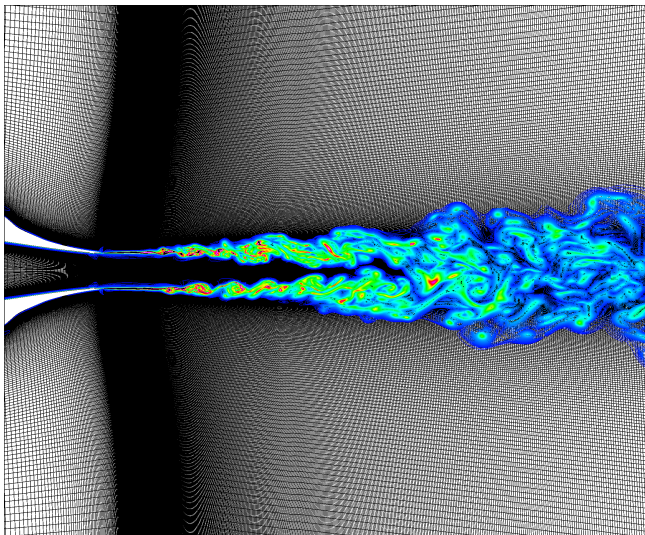


Abbildung 3: Schnappschuss der instantanen Wirbelstärke und Numerische Gitter.

Fernfeld Extrapolation

Um die Fernfeld-Akustik des Strahls zu bestimmen und mit der Messung vergleichen zu können werden die in der Simulation gewonnenen Daten über ein Verfahren ins Fernfeld extrapoliert. Diese Methode verwendet eine durch

Wellner [3] modifizierte Variante der Ffowcs Williams-Hawkings (FW-H) Gleichungen, welche für den Zeitbereich und ein bewegtes Medium formuliert wurde.

Für jedes während der Sampling-Phase gespeicherte Feld wird eine lineare Interpolation 2. Ordnung der fünf Strömungsgrößen ρ , u , v , w und p auf eine FW-H-Ebene durchgeführt. Diese rotationssymmetrische, geschlossene Ebene schließt den Strahl und dessen Quellen komplett ein, wird aber nicht von Wirbel-Strukturen, welche stromab konvektiert werden, durchdrungen. Sie ist vorne als auch hinten geöffnet, besitzt also keine „End-Caps“ und besteht aus etwa 170.000 Flächenelementen. Die Auflösung der Ebene ist dem 3D-Feld mit den Quelldaten nachempfunden. Die Fläche erstreckt sich in axialer Richtung von $-3D_j$ bis $47D_j$. Der Durchmesser ist an der Position stromauf $3D_j$, an der engsten Stelle am Düsenaustritt $2,4D_j$ und erweitert sich dann stromab auf $11,1D_j$.

Die Daten auf jedem Flächenelement werden über das FW-H Verfahren zu definierte Beobachter-Positionen extrapoliert. An diesen „virtuellen Mikrofonen“ erhält man dann Informationen für den instationären Druck über der Zeit. Aus diesen Daten werden Schmal- und Terzband-Spektren erzeugt, aus denen sich anschließend Schallpegel integrieren lassen. Da die Entfernung zu einem bestimmten Beobachter für jedes Flächenelement unterschiedlich weit ist, kommen die Informationen zeitlich versetzt und nicht synchron an. Daten von näher liegenden Elementen treffen früher ein, als die von weiter entfernten. Durch diesen Umstand sind die aufgezeichneten und verwertbaren Signale an jedem „virtuellem Mikrofon“ unterschiedlich lang. Für diese Auswertung werden sämtliche Signale erst ab dem Zeitpunkt ausgewertet, ab dem die Informationen aller Flächenelemente auf dem am weitesten stromauf liegenden Beobachter bei 130° (0° entspricht der positiven Strahl-Achse) angekommen.

Um sicherzustellen dass die FW-H-Ebene möglichst optimal im Feld platziert ist, wird eine Konvergenz-Studie durchgeführt. Dazu werden mehrere Ebenen erzeugt und im Feld platziert. Jede Ebene wird dabei sukzessiv weiter vom Strahl entfernt. Anschließend wird die Interpolation sowie FW-H-Extrapolation durchgeführt. Befindet sich eine Ebene zu dicht am Strahl werden die Pegel durch hydrodynamische Fluktuationen beeinflusst werden und daher höhere Werte liefern. Liegt sie zu weit entfernt kann numerische Dissipation und Dispersion die Ergebnisse verändern. Sobald mehrere Ebenen bei den gleichen Beobachter-Positionen ähnliche Pegel liefern ist die Position ausreichend weit von der gestörten Kern-Region entfernt.

Die Beobachter liegen, analog zum Experiment, auf einem Kreisbogen mit dem Radius $R = 72D_j$ in 10° Abständen im Winkel-Bereich von 20° (stromab) bis 130° (stromauf). Für die Messung ist der Winkel-Bereich von 20° bis 90° gemessen worden.

Fernfeld Richtcharakteristik

In Abbildung 4 sind die Ergebnisse der Fernfeld-Extrapolation sowie die zugehörigen Daten aus dem Experiment gezeigt. Aufgetragen ist der Schallpegel über dem Abstrahlwinkel. Für das zugehörige Experiment sind sowohl die Ergebnisse der Referenz-Düse, als auch der Düse mit dem Zackenband dargestellt. Die Pegel werden aus den Terzen von 400 bis 63.000 Hz aufsummiert. Zusätzlich sind die Ergebnisse von Tanna *et al.* [4] mit aufgetragen. Tanna untersuchte unter anderem eine konvergente 2" Düse. Die akustische Machzahl bei diesen Experimenten betrug $Ma_a = 0,9$, weswegen die Pegel für den Vergleich mit den hier erzeugten Daten nach Ahuja [8] über Gleichung (4) skaliert werden.

$$OASPL_2 = OASPL_1 + 80 \log\left(\frac{Ma_2}{Ma_1}\right) \quad (4)$$

Die aus den Terz-Bändern integrierten Schallpegel stimmen gut mit den experimentell ermittelten Werten überein. Der höchste Pegel liegt erwartungsgemäß bei 30° stromab. Für die stromauf liegenden Beobachter fällt dieser entsprechend ab.

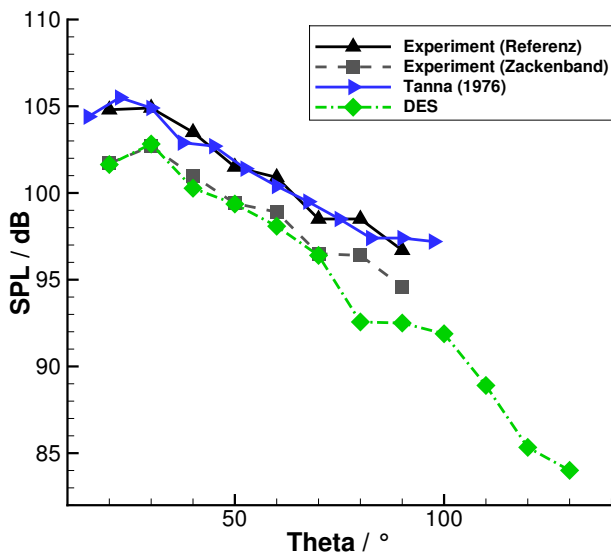


Abbildung 4: OASPL als Funktion des Abstrahlwinkels für Beobachter-Positionen bei $R = 72D_j$. Messungen: \triangle und \square , Meyer *et al.* [1]; \triangleright , Tanna *et al.* [4]. Die Daten von Tanna sind auf $Ma_a = 0.84$ skaliert.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde eine konvergente 1" Düse, welche mit einem Zackenband zur Beeinflussung der Scherschicht versehen ist, mittels DDES simuliert. Dabei sollte der Effekt der Beeinflussung der Strömung auf die Fernfeld-Pegel gezeigt werden. Die Vergleiche mit Datensätzen aus der Literatur bezüglich der Aerodynamik und der Strahl-Charakteristik sowie die Gegenüberstellung einer vorangegangenen Messung der Fernfeld-Pegel mit einem Mikrofon-Array an der Pennstate University zeigen eine gute Übereinstimmung.

In einer zweiten Simulation wird später die Referenz-Düse gerechnet. Zeigt auch diese Varianten gute Übereinstimmung mit den Messungen können anschließend weitere Untersuchungen, zum Beispiel zu den Quellmechanismen durchgeführt werden.

Literatur

- [1] Meyer, R., Kuo, C.-W. und McLaughlin, D. K.: Reduction of Subsonic Jet Noise by Passive Flow Control Devices. 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (2013).
- [2] Spalart, P. R., Deck, S., Shur, M. L., Squires, K. D., Strelets, M. Kh. und Travin, A.: A New Version of Detached-Eddy Simulation, Resistant to Ambiguous Grid Densities. Theoretical and Computational Fluid Dynamics 20 (2006).
- [3] Wellner, J.: Herleitung und Anwendung der konvektiven Kirchhoff-Ffowcs-Williams-Hawkings-Gleichung. Master-Arbeit, Technische Universität Berlin (2009).
- [4] Tanna, H. K., Dean, P. D. und Burrin, R. H.: The Generation and Radiation of Supersonic Jet Noise. Volume 3. Turbulent Mixing Noise Data. DTIC Document (1976).
- [5] Lau, J. C., Morris, P. J. und Fisher, M. J.: Measurements in subsonic and supersonic free jets using a laser velocimeter. Journal of Fluid Mechanics (1979).
- [6] Arakeri, V. H., Krothapalli, A., Siddavaram, V., Alkisar, M. B. und Lourenco, L.: On the use of microjets to suppress turbulence in a Mach 0.9 axisymmetric jet. Journal of Fluid Mechanics (2003).
- [7] Bridges, J. E. und Wernet, M. P.: Measurements of the aeroacoustic sound source in hot jets (2003).
- [8] Ahuja, K. K.: Correlation and prediction of jet noise. Journal of Sound and Vibration 29 (1973).