高速水中水噴流のキャビテーション・ノイズ特性*

安達 保則^{*1}, 祖山 均^{*2}, 山内 由章^{*3}
佐藤 一教^{*4}, 井小萩 利明^{*2}, 大場 利三郎^{*2}Cavitation Noise Characteristics
around High-Speed Submerged Water JetsYasunori ADACHI, Hitoshi SOYAMA, Yoshiaki YAMAUCHI,
Kazunori SATO, Toshiaki IKOHAGI and Risaburo OBA

In order to clarify structures of high-speed submerged water jets and to predict the jet working capacity, we systematically measured the cavitation noise around the jets using a hydrophone, for several nozzles. The power spectra and the rms values of the cavitation noise are carefully analyzed. Clearly, cavitation noise created by the jets is related to the behavior of cavitation bubble clouds, and the cavitation noise characteristics are markedly changed with the injection pressure and nozzle geometry.

Key Words: Cavitation, Jet, Nozzle, Cavitation Noise, Submerged Water Jet, Power Spectrum

1. 緒 言

高速水中水噴流(以下噴流という)は、水中構造物の切断や洗浄などに広範囲に使用されており、さらに、最近では水中構造物の疲労破壊を効果的に防止して、寿命延長を図るというピーニングへの応用も提案されている⁽¹⁾。さて、水中では噴流の減衰は十分大きい、一方、界面せん断層中の渦の低圧部に壊食性の渦キャビテーションが発生しており、キャビテーション気泡の崩壊による高壊食性衝撃圧が上記の諸加工においてきわめて有効である⁽²⁾。また、この種の噴流は、キャビテーション気泡雲の周期的放出を伴う非定常挙動を呈している⁽³⁾。一般に、定常的流れよりもパルスの非定常流れの方がより高い加工能力を持つので⁽⁴⁾、噴流の非定常挙動の詳細な解明ならびに、非定常性の促進も重要課題である。

キャビテーション・ノイズのエネルギーは、壊食エネルギー

ギーに比べれば微小ではあるが、同じ噴流に伴う渦キャビテーションに起因しており、壊食と密接に関連している⁽⁵⁾ので、キャビテーション・ノイズ特性の解明は、噴流構造を知る有力な手がかりとなるばかりでなく、加工能力の予測にも非常に役立つ。さらに、このようなノイズ情報は、噴流加工の際の加工能力のモニタリングとしても非常に有効であろう。

よって本報では、代表的な3種のノズルから発する噴流まわりに生じるキャビテーションのノイズ特性を、ハイドロフォンにより、種々の吐出し圧力について、詳細に組織的に解明した。さらに、特性とキャビテーション気泡の挙動との関連も考察した。

2. 実験装置および方法

実験装置の概略を図1に示す。試料水には、キャビテーション核の経時変化を極力抑えるために、地下水槽①に長時間貯留され、溶存空気が十分飽和状態にある地下水槽水を使用した。始めに、遠心ポンプ⑥によって試料水を汲み上げ、補助ノズル⑩を通して、試験水槽⑬に貯水する。

また、高速噴流用の水は、三連プランジャーポンプ②

* 平成5年3月13日 東北支部第28期総会講演会において講演、原稿受付 平成5年8月18日。

^{*1} 学生員、東北大学大学院 (〒980 仙台市青葉区荒巻字青葉)。

^{*2} 正員、東北大学流体科学研究所 (〒980 仙台市青葉区片平2-1-1)。

^{*3} 正員、東北大学大学院。

^{*4} 正員、パプコック日立(株)呉研究所 (〒737 呉市宝町3-36)。

図1 実験装置

図2 供試ノズル

図3 ハイドロフォンの設置位置

で加圧され、三方向切替弁③を通り、高圧ホース④で供試ノズル⑨に導かれ、水平方向に噴射される。なお、試験水槽⑬内を回流する気泡を除去するために多孔板

⑪を設置した。噴流の吐出し圧力 P_1 は、ノズル固定用アダプタ⑦に取り付けた圧力変換器⑧により測定した。

図2には、出口直線スロート部の直径 $D=1\text{mm}$ 、長さ $l=4\text{mm}$ 、材質SUS304の噴射用ノズルの形状を示す。

キャビテーション・ノイズは、アクリル製水槽内の3点(図3参照)に設けられたハイドロフォン⑭(測定上限周波数100kHz)により計測した。ハイドロフォン⑭の受圧面はノズルと水平に設置している。キャビテーションという確率事象を対象としているから、同一母集団に属するデータの収集が必要となるので、上記の出力信号は、いったんデータレコーダ(測定周波数領域D.C.~200kHz)に同時記録し、その後、再生信号のパワースペクトルおよび音圧レベルの実効値をFFTアナライザー(最高周波数100kHz)、データロガー(最高サンプリング速度20 μs)により分析した。ここで、パワースペクトラムは、任意にサンプリングした10個のデータを各回Nの逆数を重みとする加算平均演算で平均化しており、また、音圧レベルは任意にサンプリングした10秒間のデータの実効値から算定している。

3. 実験結果

3.1 超音波パワースペクトラム 噴流が静止液体中に高速で噴射されると界面せん断層付近に激しいキャビテーション⁽⁶⁾を伴うことは自明である。そこで、まず、このようなキャビテーション気泡によって生じる超音波ノイズを明らかにしよう。

壊食に直接係わるキャビテーション・ノイズのみを調べるために、フローノイズや気泡の膨張・収縮に係わる低周波ノイズをフィルターし、20kHzから100kHzの超音波領域のパワースペクトラムを、吐出し圧力 $P_1=5, 30, 70\text{MPa}$ の場合について求めた結果を図4に示す。ここでは、ハイドロフォンはノズルに最も近い位置Iに設置している。また、参考までに、自由噴流軸に感圧紙を平行に固定して測定した噴流まわりのキャビテーション衝撃圧 P_{ch} の測定結果(図5)を既報⁽²⁾より引用している。

図4より、いずれのノズルにおいても、吐出し圧力 P_1 が5MPaから30MPaと増大すると、パワースペクトラム密度 S_p はいったん減少するが、 P_1 が更に70MPaへと増大すると再び増大する。周知のように、ノイズは、キャビテーション気泡により著しく減衰される⁽⁷⁾⁽⁸⁾から、5MPa付近より、 P_1 の増大、したがって、水槽内圧(ほぼ大気圧)と P_1 との比でほぼ置き換えられるキャビテーション係数 σ の低下に伴い、界面せん断層に発生する気泡の数が増大し、気泡により減衰が増大することによって S_p がいったん減衰する。しかしながら、更に P_1 が増大して70MPaに近づくと、このような気泡減衰以上に、キャビテーショ

図4 キャビテーション・ノイズのパワースペクトラ（位置Ⅰ）

図5 衝撃圧分布⁽²⁾

ン気泡雲の崩壊に伴う急激な時間的、空間的圧力変動の増大、あるいは、気泡の発生、分離、結合または崩壊に伴って生じるノイズの高周波成分の増大のために S_s が再び増大している。すなわち、キャビテーション気泡の作用とは、超音波ノイズの増大^{(9)~(12)}、減衰という異なる二面性^{**1}を持っている。

図4より、円錐ノズルの S_s が特に小さいことが注目される。これは、図5のキャビテーション衝撃圧分布において、「円錐ノズルの分布が他のノズルのそれらと比較して最小になる」という事実と良く符合している。すな

^{**1} 円筒ノズルにおいては P_1 の増大に伴って気泡の数が増大し、気泡の崩壊による衝撃波等に伴って発生するノイズを効率よく減衰するのばらつきが小さくなる。ホーンノズルにおいても同様であるが70MPaになると図5で第2ピーク⁽²⁾が大であることから明らかなように、気泡の崩壊による衝撃波等が極端に増大し、 S_s が大きくなると同時にばらつきも大きくなるのであろう。円錐ノズルについては他の二つのノズルと比較して S_s が10dB以上小さくなっており、見かけ上、ばらつきが大に見える。

わち、「超音波領域の高周波ノイズ成分を受信することにより、噴流の加工能力を推定できる」というピーニング加工などにとって極めて有用な知見が得られる。

さらに、 $P_1=5, 70\text{MPa}$ においては、ホーンノズルと円筒ノズルの S_s はほぼ同レベルであるが、 $P_1=30\text{MPa}$ においては円筒ノズルのそれがかなり高いというノズル形状差が顕著であることを明示している注目すべき傾向も見取れる。このような形状差の影響は以下のように説明され得よう。まず、 $P_1=5\text{MPa}$ の低圧時には、ホーンノズル、円筒ノズルのいずれからの噴流まわりに生じる圧力勾配も同様に緩慢であるために、発生する高周波ノイズと、気泡による減衰には大差が生じないのであろう。しかし、より速やかにキャビテーション気泡が発達する（後図6参照）ホーンノズルの場合には、 $P_1=30\text{MPa}$ へと昇圧（キャビテーション係数 σ が低下）すると、ノズル出口部のホーン部分において、周囲のキャビテーション核を取り込み、爆発的に気泡雲を成長させる効果を持つ⁽¹³⁾ため、減衰効果がより顕著に現れて、 S_s が著しく低下している。そして、更に、 $P_1=70\text{MPa}$ へと昇圧すると、キャビテーション高周波ノイズの著しい増大によって、 S_s が再び大幅に増大するのであろう。一方、キャビテーション気泡の発達やや遅い円筒ノズルにおいては、このような P_1 の変化により S_s の変化が微小にとどまり、 $P_1=70\text{MPa}$ においては、両ノズルにおいて気泡雲の発生領域に大差がなくなり S_s がほぼ同レベルとなる。すなわち、キャビテーション気泡雲の差によるノイズの発生と減衰の両作用の差から、 S_s への著しいノズル形状の影響

図6 キャビテーション気泡雲の空間分布 ($P_1=30$ MPa)

が現れていると言える。このような、ノズルによるキャビテーションの発生量の違いを示すために、 $P_1=30$ MPaの場合のキャビテーション気泡雲の任意に抽出した100枚の瞬間写真を画像処理法によって画像データとして重ね合わせて求めたキャビテーション気泡雲の平均的発生領域⁽¹⁴⁾を図6に示す。これより、 $P_1=30$ MPaにおいては、ホーンノズルに比べて、円筒ノズルの気泡雲の発生領域が著しく狭いと言える。

すなわち、超音波ノイズ成分の発生要因は、キャビテーション気泡崩壊圧である。一方、キャビテーション気泡自身がこのノイズを減衰させる原因ともなっているため、このような気泡の相反する二つの効果が複雑に影響し合っていると言える。

3・2 可聴音域のパワースペクトラム 図7には、位置Iにおいて受信した3種類のノズルからの噴流キャビテーションが発する10kHz以下の可聴音域のパワースペクトラムを示す。まず、いずれのノズルからの可聴音においても、5MPaから30MPaへと P_1 が増大するにつれて、単調に S_s は増大しているが、70MPaと高圧になると増加率は次第に小さくなっている。

また、図7において、 $P_1=30$ MPaの時のノズルの違いによる S_s の大きさを比較すると、ホーンノズル>円錐ノズル>円筒ノズルとなる。これは、図6に示した気泡雲の発生領域の面積の序列と良く符合している。

これら可聴音域のノイズのパワースペクトラムにおいては、幾つかの周波数 f において大きな S_s のピークがあり、超音波領域の S_s が f に関して単調である(図4参

(a) 円錐ノズル

(b) 円筒ノズル

(c) ホーンノズル

図7 パワースペクトラ(位置I)

照)のに比べて大きく異なっている。すなわち、可聴音域のキャビテーション・ノイズは、超音波領域のそれとは異なった発生機構を持つと考えられる。気泡寸法と固有振動の立場からもう少し具体的に考察してみると、可聴音域のキャビテーション・ノイズは、気泡(0.1 mmから数mmのオーダー)が渦などに取り込まれて体積振動をしているものや、噴流界面せん断層上のキャビテーション気泡雲の爆発的発生や、破断現象⁽³⁾に伴う気泡雲のような大規模構造のものによって引き起こされており、個々のキャビテーション気泡の崩壊に伴う超音波ノイズとは異なったものであろう。そして、このような大規模構造により、 S_s は予想通り P_1 の増大とともに増大している。

3・3 音圧レベルの実効値 次に噴流の加工能力に直結するとみられる大規模構造に伴って発生するキャビテーション可聴音ノイズの音圧レベルを介して、ノイズ発生源のエネルギー値を比較してみよう。

図8には、3種のノズル形状、ハイドロフォンの設置位置I、II、IIIに対して、 $f \leq 10$ kHzのノイズ成分の音圧レベルの実効値 L_s を、横軸に吐出し圧力 P_1 を取り、両

図8 音圧レベル L_s と吐出し圧力 P_1 の関係
($f \leq 10\text{kHz}$)

対数グラフ上に示してみた。いずれのノズル、位置においても、 L_s と P_1 の間にはグラフ上でほぼ直線関係が成り立っているから、 P_1^n (n のべき指数) の関係があり、これらの直線の傾きがすべての場合において約 0.5 であることから、結局、 $L_s \propto P_1^{0.5}$ の関係が得られる。一方、ベルヌーイの定理 $P_1 + \frac{1}{2}\rho v^2 = \text{一定}$ を考慮すれば、「 L_s は噴流の速度 v **2 に比例している」ことが言える。

次に、ノズル形状の差の影響について考察してみる。まず、ホーンノズル > 円錐ノズル > 円筒ノズルの順に L_s は小さくなっていると言える。また、 L_s は、図 6 に示した気泡雲の発生領域の面積の順序に変化している。前述のように、可聴音ノイズは比較的大規模構造の気泡や気泡雲の挙動に起因していると考えれば、「 L_s が、噴流界面せん断層に発達した気泡雲の発生領域⁽²⁾の大きさに直接的に関係している」という上記の結果は当然のこととも言える。

ここで、噴流まわりに発生する気泡雲の激しい変化とノズル形状の関係を少し考察してみよう。最適ノズル形状の探究⁽¹⁵⁾ ⁽¹⁶⁾、スロート部下流形状効果の検討⁽¹⁷⁾等に関する論文で明らかにされているように、ホーンノズルでは、円錐ノズルと同様に近寄りテーパ角 20° で緩やかに絞られてきた流れが、スロート部下流のホーン部に放出されると、ここでは気泡雲が爆発的に成長している（すなわち、円錐ノズルよりも気泡雲は激しく発達している）。これに対して、円筒ノズルでは、気泡雲の発生面積が狭いが、ここではノズル内部^{**3}のスロート部入口前で急縮小されるので、高いエネルギー消散性を持ち、

**2 $D=1\text{mm}$ の円錐ノズルのノズル出口部の平均速度は、単位時間当たりの流量の測定から、 $P_1=10, 30, 50, 70\text{MPa}$ でそれぞれ 132, 222, 301, 344m/s である。なお、ポテンシャル理論を仮定し、ベルヌーイの定理より流速を求めると、それぞれ 141, 245, 316, 374m/s である。

**3 ノズル内部でのキャビテーションの発生が予想される⁽¹⁸⁾。

円錐ノズル

図9 気泡雲の高速写真 ($P_1=30\text{MPa}$, 5000 コマ/s)

早い時期に気泡雲が拡散している。つまり、円筒ノズルでは、ホーンノズル、円錐ノズルに比べて、容易に縮流が形成され、流量係数が小さくなっている。

さらに、ハイドロフォンの位置と L_s の関係を見てみよう。 $P_1 \leq 50\text{MPa}$ の場合は、いずれのノズルの L_s も位置 II、位置 III、位置 I の順になっている。これは、可聴音域のキャビテーション・ノイズの最大発生源がキャビテーション気泡雲中に存在することを明示している（ノイズ発生源に位置 II が最も近く、次いで、位置 III、位置 I と離れる）。ノイズの発生源と噴流の様相の関連を調べるために、図 9 には噴流の様相を 5000 コマ/s で撮影した結果を示す。図 9 より、位置 II ($X/D = 100$)、すなわち、ノイズの最大発生源の位置では、気泡雲が激しく破断され、下流に放出される領域にあり、また、この位置は図 5 に示した衝撃圧分布の第 2 ピーク点近傍⁽²⁾とも一致している。そして、 $P_1=70\text{MPa}$ では、特に、ホーンノズルと円筒ノズルでは、位置 III の L_s が位置 II の L_s より大きくなっており注目される。しかし、これは P_1 の上昇により気泡雲の破断・放出位置が流れ方向に下流側に移行して、最大ノイズの発生領域が、下流側に移行したためであり何ら怪しむに足りない。

3・4 気泡雲の放出周期 図 9 に示したように、噴流は、壊食性のキャビテーション気泡雲の周期的放出を

図10 パワースペクトラム（円錐ノズル，位置Ⅰ）

図11 吐出し圧力 P_1 と放出周波数 f_d との関係

伴っている⁽²⁾。この放出は、はく離、渦の発生等の流体力学の興味ある問題に直結する気泡雲の破断現象に起因するものであるから、その破断現象の周期性について、ノイズの視点より解析を進めてみよう。

図10には、円錐ノズルよりの噴流まわりに発生した3kHz以下のノイズのパワースペクトラムを種々の P_1 について示す。明らかに、 P_1 の上昇とともに、 S_s のピークは低周波側 ($f=1.5\text{kHz}$ から $f=0.5\text{kHz}$) に移行し、スペクトルの山が広がっていく様子が良く分かる。ここで、念のため前報⁽³⁾の吐出し圧力 P_1 と放出周波数 f_d の関係を図11に示す。これは、吐出し圧力 $P_1=5, 30, 70\text{MPa}$ の場合について、10000コマ/s（コマ間隔0.1ms/コマ）の高速映画の画像から噴流まわりの気泡雲がある任意時間に放出してから、次に放出するまでの時間 τ_d を求め、 f_d を求め、 P_1 と f_d の関係を示したものである。この図11より、「 P_1 の増加とともに、気泡雲の放出周波数も、そのばらつきも減少する」と言える。この結果は図10の結果と良く対応し、その周波数の値も良く一致している。すなわち、「この3kHz以下の周波数成分は気泡雲の放出に支配されている」と言える。なお、念のため言えば、使用したポンプは三連プランジャーポンプであるが、その回転数 $N=371.7\text{rpm}$ であるから、ポンプに起因する脈動は、

$f=18.59\text{Hz}$ であり、明らかにこの気泡雲の放出周波数はプランジャーポンプの脈動とは異なっている。

4. 結 言

水中水噴流の非定常挙動および壊食機構の解明の第一歩として、水中水噴流のキャビテーション・ノイズをハイドロフォンにより詳細に測定した。得られた結果を要約すると次のようになる。

(1) キャビテーション・ノイズの超音波領域の高周波成分は、噴流界面せん断層に発生するキャビテーション気泡により生じる発音効果とそれ自身の減衰効果という相反する二つの効果が複雑に干渉し合っている。

(2) ノイズの可聴音域成分の最大発生領域は、噴流中の気泡雲の発達、崩壊領域に存在し、圧力の上昇に伴い下流側へ移行する。

(3) 音圧レベル ($f \leq 10\text{kHz}$) の実効値は吐出し圧力の0.5乗に比例する。つまり、噴流の流速に比例する。

(4) 気泡雲の放出周期は、約0.5～2kHzであり、ノイズによって検出可能である。更に、吐出し圧力の上昇とともに気泡雲の放出周期は減少していく。

(5) キャビテーション・ノイズの可聴音域の周波数成分は、噴流界面せん断層に発生する比較的大きな気泡(0.1mmから数mmのオーダー)のみならず、気泡雲全体の崩壊と密接に関連し、したがって、気泡雲の発生領域の大きさを表している。

文 献

- (1) 山内・ほか7名, 機論, 59-557, B(1993), 16.
- (2) 祖山・ほか5名, 機論, 910-62, B(1991), 132.
- (3) 祖山・ほか5名, 機論, 920-78, C(1992), 326.
- (4) 山本・能見, ターボ機械, 10-4, (1982), 35.
- (5) M.K.De and F.G.Hammit: *New Method for Monitoring and Correlating Cavitation Noise to Erosion Capability*, *J. Fluids Eng., Trans. ASME*, 104, (1982), 434.
- (6) Soyama, H., et.al., *Proc. I. Mech. E. Cavitation*, (1992), 103.
- (7) 高川, 日本造船学会論文集, Vol.162, (1987), 39.
- (8) 高川, 日本造船学会論文集, Vol.164, (1988), 53.
- (9) Baizer, H.J., *Proc. 1974 Symp. High Powered Propulsion of Large Ships*, Wageningen, 257.
- (10) Fitzpatrick, H.M. and Strasberg, M., *Proc. 1st Symp. Naval Hydrodyn.*, (1956), 241.
- (11) Il'in, V.P. and Morozov, V.P., *Sov. Phys. Acoust.*, 20-3, (1974), 250.
- (12) Whitham, G.B., *J. Fluid Mech.*, 1(1956), 290.
- (13) Soyama, H., et.al., *ASME, Cavitation And Multiphase Flow Forum, Lake Tahoe*にて発表予定, (1994).
- (14) 山内・ほか3名, 機論, 931-1, (1993), 10-12.
- (15) Yanaida, K., et.al., *Proc. 3rd U.S. Water Jet Conference*, Pittsburg, (1985), 336.
- (16) Yamaguchi, A. and Shimizu, S., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 109(1987), 442.
- (17) Bin-Ujang, A.G. and Lichtarowicz, A., *Fluid Mach. Forum, ASME*, FFD-119(1991), 35.
- (18) 山内・ほか4名, 機論, 58-554, B(1992), 2947.