超音波による膜沸騰伝熱の促進*

(第1報, 白金細線を用いての一般的挙動に関する実験)

飯田 嘉宏^{*1}, 筒井 健太郎^{*2}

Augmentation of Film Boiling Heat Transfer by an Ultrasonic Wave (1st Report, Experiments with a Platinum Wire)

Yoshihiro IIDA and Kentarou TSUTSUI

The effect of ultrasonic wave application on film boiling heat transfer is investigated. A series of heat-transfer experiments are carried out using a fine heater made of a 0.20-mm-dia. horizontal platinum wire, which is immersed in saturated ethyl alcohol and exposed to a 28 kHz ultrasonic wave. The heat-transfer coefficient increases with the increase of power supplied to a ferrite-type vibrator and it is doubled for the maximum in this experimental condition. The minimum heat-flux point is also improved. At a lower degree of superheat than the MHF line, nucleate boiling and film boiling coexist separately along the platinum wire with a high reproducibility. The film boiling configuration is also observed through photograpt. Under a high intensity of ultrasonic wave, many tiny bubbles begin to generate and the shapes of large bubble becomes rather irregular.

Key Words: Thermal Engineering, Boiling Heat Transfer, Film Boiling, Augmentation, Ultrasonic Wave, Platinum Wire

1. ま え が き

膜沸騰域の伝熱については, かつては熱処理技術に関連して多くの研究が行われていたが, 近年はこのほかに素材製造, 低温機器装置, ロケットノズルの冷却などの問題に関して重要な関心を集めている。特に膜沸騰における伝熱性能の低さは, 膜沸騰を使用する技術の限界を与えるような事態も散見されるため, 同伝熱の高性能化を目的として最近いろいろな伝熱促進技術が提案, 研究されている⁽¹⁾⁽²⁾。パッシブな方法としては低熱伝導性被覆層を伝熱面上に付加して極小熱流束点を制御する⁽³⁾, 粗さやぬれを変化させるなどがある⁽⁴⁾⁽⁵⁾。アクティブな方法としてはサクション法⁽⁶⁾⁽⁷⁾, 静電力法⁽⁸⁾, 伝熱面加振法⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾などがある。また DiCicco ら⁽¹¹⁾の流体振動法では 11.3~25.8 Hz の音波を照射して伝熱促進を確かめている。

さて一般によく知られているように超音波は比較的簡単に発生させられる上, 流体中をよく伝ばして大きなエネルギーを遠方に伝える。超音波はその発振数に

対応した流体振動を発生させて伝熱促進効果を果たすであろうことが推定されるが, 本研究では極小熱流束点の制御を含む膜沸騰伝熱の促進に, 超音波を利用することの可能性を検討しようとした。

超音波を伝熱促進に利用しようとした研究には次のようなものがある。自然対流域について Wong ら⁽¹²⁾は水とメタノール中の白金細線に, 20.6~306 kHz, 電気入力 15.6~160 W の超音波を照射する実験を行い, 最高 8 倍までの伝熱促進効果を得た。彼らは核沸騰域についても同様に実験を行い, この場合は過熱度を上げてゆくに連れて伝熱促進率は減少してゆき, さらに十分に発達した核沸騰域では無視できるほどになったことを報告している。一方, Schmidt ら⁽¹³⁾は, 水を用いた Flash 沸騰系において, 26 kHz, 電気入力 40 W の超音波を照射して実験を行った。この場合は最高 60% の伝熱促進が得られた。しかし, 過熱度を上げるに従って伝熱促進率は減少してゆき, 無視できるほどになった, と報告している。

以上のように, 超音波を沸騰伝熱促進に利用しようとした研究はある⁽¹²⁾ものの, 核沸騰域および Flash 沸騰についてしか行われず, 直感的に考えても伝熱促進効果の期待される膜沸騰域に関する利用の研究は, 著者らの知る限りはまだ認められない。そこで本研究

* 昭和 63 年 9 月 30 日 北陸信越支部信越地方講演会において講演, 原稿受付 昭和 62 年 12 月 25 日。

^{*1} 正員, 横浜国立大学工学部 (〒240 横浜市保土ヶ谷区常盤台 156)。

^{*2} 学生員, 横浜国立大学大学院。

では、超音波照射下での膜沸騰伝熱の一般的な挙動を調べるために、飽和エタノール中での水平白金細線を伝熱面として用いての一連の実験的研究を行った。

使用記号

- h : 超音波照射時の熱伝達率 $W/(m^2 \cdot K)$
 h_0 : 超音波非照射時の熱伝達率 $W/(m^2 \cdot K)$
 P : 超音波振動子への電気入力 W
 q : 熱流束 W/m^2
 R : 細線試験部電気抵抗 Ω
 ΔT_{sat} : 伝熱面過熱度 K
 ϵ : 核沸騰の様相の白金細線上存在割合

2. 実験装置

図1に実験装置の概略図を示した。ステンレス鋼製実験容器①中のエタノール②には試験部③がセットされ、一方容器底部には超音波振動子④がセットされている。エタノール液面の上方は、水道水で冷却されるコンデンサを介して大気に開放されている。また容器の大部分は恒温水槽⑤中の水⑥中に浸されており、水温をエタノールの大気圧飽和温度にすることによって、飽和沸騰状態を保った。

実験容器および恒温水槽のそれぞれ両面はガラスで作成されており、そこから肉眼観察またはストロボの透過光を用いた瞬間写真撮影によって現象を観察した。

図2には試験部と超音波振動子の各詳細と位置関係を示した。伝熱面としては直径0.20 mmで水平に設定した白金細線を用い、直流定電圧電源⑦から電力を供給し、直接通電加熱した。本実験で定電圧電源による実験を行ったのは、極大熱流束点後に白金細線を破損させないで、容易に膜沸騰を実現させようとしたためである。エタノール温度は、シース熱電対⑧で測定した。白金細線の中央部には30 mm離して直径0.1 mmの2本の白金細線を銀鍍付けし、電圧タップとして用いた。タップ間電圧と通電回路の電流は、それぞれA/Dコンバータ⑨を介して、パーソナルコンピュータ⑩に転送し、伝熱面の過熱度 ΔT_{sat} と熱流束 q を自動的に計算、表示、記録できるようにしてある。

超音波はステップアッテネータ⑫を経た発振器⑪の信号をパワーアンプ⑬で最高33.6 Wまで増幅し、超音波振動子に加えて発生させた。使用した超音波振動子はフェライト製 π 形振動子(共振周波数28 kHz)で頂部は長方形であり、その長さ40 mm、幅20 mmである。

3. 実験結果

実験においては自然対流域、および核沸騰域についても超音波照射の実験を行ったが、それらの結果は「まえがき」中に述べたWong⁽¹²⁾の結果と定性的に一致したのでここでは省略し、本研究の目的である膜沸騰域についてのみ記す。

超音波照射下の実験を行うには次の2種の方法で行った。第1の方法は、振動子への電気入力 P を一定に保ちつつ白金細線への入力を変化させるもので、図3に一例を示したような実験結果が得られた。なお、 $P=0$ の実験データとの比較のために、西川、伊藤⁽¹⁴⁾の理論値を実線で描いた。第2の方法は、振動子への電

図1 実験装置概略

図2 試験部と超音波振動子の詳細

気入力 P を加えない場合と加えた場合のそれぞれのデータを、各白金細線入力電圧に対してとってゆくもので、図4にその結果の一例を示した。矢印はデータをとる順序の方向を示している。それらの結果によると、両方法によるデータは、各 P 値について良く一致した。また、低過熱度側のデータは後述するように定量的には本実験特有のデータと考えられるが、非常に高い再現性をもって得られたものなので以下議論してゆく。なお、図4に示したごとく、白金細線一定入力電圧下において、超音波を加えるとデータは左上方、すなわち高熱流束、低過熱度側に移行している。この理由は本実験装置が定電圧入力を白金細線に与えているため、超音波により伝熱促進されると白金細線温度が下がってその抵抗が減じて電流が大きくなり、熱流束が高くなるのである。しかし、同現象がデータ自体に直接関係しないことは、前記2方法の結果が一致することから推論できる。

図5の実線は、各電気入力に対する膜沸騰域のデータをまとめたものである。 $P=0$ の核沸騰のデータも比較のために示した。図中の細い各点線は、前記第2の

方法で行うと一定白金細線入力電圧下で得られるデータを結んだものである。また細い一点鎖線は第1の方法で得られた最低加熱度側のデータを結んだものである。図3, 4, 5により、超音波照射によって膜沸騰伝熱は促進されることがわかる。図6は、図5の実線に基づき、実験範囲内の5種の熱流束に対して、超音波発振子への入力 P と伝熱促進率 h/h_0 を示したものである。促進率は P とともに大きくなり、 $q=0.39 \times 10^6$ [W/m²]では最高5倍の促進率を得ている。ただしこの高い促進率は後述するように核沸騰との混在現象によるもので、膜沸騰自体の促進ではない。一方、図7は4種の過熱度に対しての促進率を示している。 $P=0$ のデータは、 ΔT_{sat} が180 K以上でのみとられているために、180 K以上のデータである。図によれば、促進率は P とともに大きくなり、最高約2倍になっている。また、 ΔT_{sat} にはあまり依存しない。ここで、図では十分に定かでないが、効果のある電気入力にはしきい値があるように思われる。

図5のMHFと付記した太点線の $P=0$ に当たる実験点は、通常の極小熱流束点である。同点より高過熱度側では、白金細線全面にわたって膜沸騰が実現する。一方、MHF線は、この線より高熱流束側では各電気入力下において細線全般にわたって膜沸騰が存在し

図3 P 一定での沸騰曲線

図4 細線入力電圧一定での沸騰曲線

図5 超音波を照射したときの沸騰曲線

図6 q 一定での h/h_0 図7 ΔT_{sat} 一定での h/h_0

てきた限界を示すものであって、その内容については次章で詳しく記す。

4. 膜沸騰様相の観察とデータの解釈

図8には $P=0$ (A), 9.7 W(B), 33.6 W(C) の各条件において、それぞれ図に示した3点、合計9点の条件における沸騰様相を示した。ここでA-1は極小熱流束点近くの条件であり、B-1, C-1はそれぞれの P を付加している場合に得られる最も低過熱度側の条件近くのものである。まず、 $P=0$ の場合、すなわちA-1, A-2, A-3は通常の非照射下膜沸騰の様相であり、様相に基本的変化は認められず、単に発生気泡の大きさが高過熱度になると大きくなる程度である。

一方、超音波照射下では、次の二つの基本的変化がある。第1に、最も低過熱度側のB-1, C-1では、白金細線上に膜沸騰部分と、蒸気膜が明らかに崩壊した核沸騰的部分が混在している。第2に、 $P=33.6$ Wで高過熱度側(C-2, C-3)では、膜沸騰的でありながら、微小な気泡が多く発生していることである。写真の限りでは $P=9.7$ Wの場合には微小気泡はみられない。また以上の基本的変化に対して、 P が大きくなるほど気泡の発生状態が空間的に不規則になっている。

さて、低過熱度側条件で白金細上にみられた膜沸騰と核沸騰的部分の混在現象について、以下議論する。

非照射下の同様の現象については西川・下村⁽¹⁵⁾が詳しく論じているが、ここでは超音波照射下で再現性良く実現される一部核沸騰的部分の性格を中心として簡単な考察を試みる。いま P —一定として高過熱度側からデータをとってゆくと、MHF線を越えて核沸騰の様相がみられはじめ、さらに過熱度を減じさせるにつれてその様相の存在割合が細線上で大きくなり、ある程度までになると、突然すべてが核沸騰的になり、データは核沸騰曲線上の実験点に移行した。また $P=0$ の場合の極小熱流束点近くの実験点から、図4のように白金細線入力電圧を一定にして P を増加させた場合も、MHF線を越えると同様に核沸騰の様相が観察されるようになった。すなわちMHF線が蒸気膜崩壊が発生する限界線である。

そこで混在現象下では、膜沸騰部分はMHF線上の温度にあり、一方核沸騰的部分は移行した核沸騰曲線上の温度にあると仮定して考察を試みる。対応した白金細線電気抵抗をそれぞれ $R_{e=0}, R_{e=1}$ とする。また、核沸騰的部分の存在割合 ε は写真撮影で求める。白金細線試験部の電気抵抗 R_{total} は近似的に式(1)で与えられる。

$$R_{total} = R_{e=0}(1-\varepsilon) + R_{e=1}\varepsilon \quad \cdots \cdots (1)$$

図9には式(1)に基づいて計算される R_{total} から決定される値(○印と点線)と、実測された電気抵抗から

図8 沸騰様相の比較

討 論

〔質問〕 一色 尚次〔日本大学工学部〕

超音波による膜沸騰と核沸騰の共存域の説明は、通常の遷移 (transient) 沸騰での両沸騰の共存域の説明とどう違うのか。

〔回答〕 通常の遷移沸騰では、伝熱面温度は時間的に変動していても、時間平均的には一様と考えて良い。一方本実験での核・膜の混在域では、4章に記したように両域が空間的に分かれて存在し、時間平均的にも両域で温度が相違することである。

〔質問〕 西尾 茂文〔東京大学生産技術研究所〕

標題および論文中で、「超音波照射下での膜沸騰伝熱の一般的な挙動を調べる」と書かれているが、「一般的挙動」を調べるには水平細線の直径 0.2 mm は細すぎるように思える (ちなみに音波の影響に関する先駆的研究 Loosle-Holdredg^(付1)では数 mm の直径が採用されている)。例えば、定常的核・膜混在域に関する5章の結果(3), (4) [あるいは(2)] は細線軸方向熱伝導とのバランスにより生ずる細線 (あるいは薄板) 特有の現象であり、「一般的挙動」ではないと考えるが、いかがか。

〔回答〕 確かに細線による実験では軸方向熱伝導バランスによる特有の現象があり、この点から見る限り細線で一般的挙動を示すには問題あり、とのご指摘には一理あると見える。しかし細線においても一般的現象に加えての特有の現象があるのであり、見方を変えればより広い現象について挙動を調べたことになる。またこの際に両現象を区別すればこの関係が明確

になる。この点については4章後半に記述したように、MHF線より低過熱度側の現象はいわば特有な現象であると考えている。

〔質問〕 伊藤 猛宏〔九州大学工学部〕

(1) 超音波発生装置の電気入力値そのものが、パラメータや変数として、どの程度絶対的な意味をもつと考えるか。

(2) 式(1)の操作を行う場合の $R_{e=0}$ と $R_{e=1}$ の値は、点線の右端および左端における値を意味するか。そうであるとする、この点線の形状はたまたま使用した抵抗体の温度-抵抗特性によるものであるから、それが反映されるようなモデルの一般性はどうか。

〔回答〕 (1) 伝熱促進の主原因となるパラメータとしては、本来ならば細線近くの液体振動量や音圧振動量をとるべきものとする。しかしこれらの量は振動子への入力にある程度まで比例するものと考えられるので、今回は当面のアプローチとして電気入力をパラメータとした。

(2) ご指摘のとおり、点線の形状は本実験に使用した試験部の特性に大きく依存するものであり、このことは4章の後半にも記した。したがって式(1)に係する記述の主目的は、核沸騰の様相の部分で核沸騰にすぎないことを示そうとしたことであることをご理解願いたい。

(付1) Loosle, D. G. and Holdredg, R. M., *Proc. 4th Int. Heat Transf. Conf.*, 4 (1970), NC. 4. 6.