

# プール沸騰および外部流沸騰における極小熱流束 (MHF) 点

Minimum Heat Flux (MHF) Point in Pool and External-Flow Boiling

西尾 茂文\*

Shigefumi NISHIO

軽水炉の炉心安全性解析に関連して近年注目され始めた極小熱流束点近傍の沸騰現象については、現在に至るまで、十分な研究成果の整理が行われていない。そこで本解説では、対象をプール沸騰および外部流沸騰に限定し、極小熱流束点近傍の現象に関する現時点における知見の整理を、固液接触状況との関連、極小熱流束点に対する諸因子の影響および極小熱流束点のモデル化といった観点から試みる。

## 1. はじめに

### 1.1 極小熱流束点の定義とその近傍の現象

蒸気生成を目的とする熱機器や熱除去を目的とする冷却技術において広く応用されている沸騰現象の熱伝達特性は、図1に示すような2つの極値をもつ曲線（沸騰曲線）により代表されるのが一般である。この沸騰曲線における極値のうち、極大点（図1、CHF点）は、限界熱流束（Critical Heat Flux、以後CHFと略記）点あるいは極大熱流束（Maximum Heat Flux）点と呼ばれ、熱流束支配型伝熱面の焼損を結果することもある危険な温度跳躍（図1、CHF→X点）と関連するため多くの研究が報告されてきた。一方、本解説で問題としている極小熱流束（Minimum Heat Flux、以後MHFと略記）点は、図1のMHF点すなわち沸騰曲線上の極小点であり、膜沸騰下限（Minimum Film Boiling）点とも呼ばれている。熱流束支配型伝熱面ではMHF点においても熱流束 $q_w$ の減少時に温度跳躍（図1、MHF点→Y点）が発生するが、MHF点に対する研究は後述するクエンチ点との関連で進められてきた傾向にある。

ところで、CHF点とMHF点とで区切られる温度領域すなわち遷移沸騰域は、核沸騰域では保持されていた固液接触（伝熱面と沸騰液体との直接接点）が、伝熱面過熱度 $\Delta T_{sat}$ の増大とともに時間・空間的に限定され、伝熱面近傍に液体が十分存在するにもかかわらず伝熱面表面に発生する乾き面の存在確率が增大することになることに起因して、あるいは高過熱度域で阻止されていた固液接触が、 $\Delta T_{sat}$ の減少とともにその存在確率が增大することになることに起因して発生する領域であると考えられる。このことを考慮すると、MHF点近傍の時間空間的平均熱流束 $q_w$ は、次式で表現される。

$$q_w(\Delta T_{sat}) = f_i(\Delta T_{sat}) \cdot q_c(\Delta T_{sat}) + [1 - f_i(\Delta T_{sat})] \cdot q_d[\Delta T_{sat}] \quad (1)$$

ここで、伝熱面の等温条件は十分満足されているとし、 $q_c$ ：固液接触時の平均熱流束、 $q_d$ ：乾燥時の平均熱流束、 $f_i$ ：固液接触の時間・空間的存在確率である。

(1)式において $f_i=0$ となる状況では、伝熱面は全表面にわたり常に乾いており、 $q_w = q_d = h_f \cdot \Delta T_{sat}$  ( $h_f$ は膜沸騰熱伝達率)なる関係が成立する。従来の暗黙の了解では、この状況が成立する限界がMHF点と対応している。しかし、後述するように固液接触が全く存在しなくなる状況 ( $f_i=0$ ) はMHF点よりさらに高過熱度側に位置し、 $f_i=0$ で与えられる固液接触限界条件がMHF点発生に対する必要条件でないとする報告もある。このような事情を背景にして、ここでは $f_i=0$ となる固液接触限界点をULC (Upper Limit of Contact, 図1)点とし、これを平均熱伝達特性から定義されるMHF点と概念的に区別しておくのが妥当と考える。

以上、いずれにしても、MHF点の解明には、固液接触状態が伝熱面過熱度に依存していかに変化するかについて十分な知見を得る必要がある。<sup>1)</sup>

### 1.2 極小熱流束点が問題となる工学的背景

MHF点が問題となる工学的現象の代表例は、物体の急冷過程である。液体が、その沸点よりかなり高温の物体と接すると、その物体は初め膜沸騰により徐冷され、MHF点を経過した後に遷移沸騰・核沸騰により急冷される。この急冷が開始するクエンチ点は、高温における組織の凍結を図る上で鋼の連続冷却変態線図との関連<sup>2)</sup>で、軽水炉1次冷却水喪失事故時の再冠水過程における燃料棒温度再上昇阻止との関連<sup>3)</sup>で、低温機器の起動特性との関連<sup>4)</sup>で、また熔融金属と液体との接触時の蒸気爆発発生との関連<sup>5)</sup>で重要である。しかし、クエンチ点は沸騰現象からみると格別の物理的意味をもった点ではなく、むしろ温度的に近いMHF点を把握する方が重要である。

MHF点は、こうした冷却過程においてのみ問題となるわけではなく、液々系蒸発器における蒸発側液体まわりの膜沸騰の可能性<sup>6)</sup>や、超電動マグネット等低温機器

\* 東京大学生産技術研究所 第2部

の作動安定性<sup>9)</sup>とも関連して注目されている。

2. 極小熱流束点と固液接触

図2は Yao and Henry<sup>9)</sup>が測定した MHF 点近傍での固液接触時間・面積を示したものであるが、このように MHF 点近傍では伝熱面過熱度  $\Delta T_{sat}$  の増大とともに、固液接触部の寿命・面積が限定され、部分的・断続的な固液接触しか確保されなくなるのが特徴である。

2.1 乾き面への固液接触モード

いま、 $\Delta T_{sat}$  の減少により膜沸騰蒸気膜から固液接触が発生してくる状態、あるいは MHF 点近傍において伝熱面表面がある瞬間に完全に蒸気膜に覆われその乾き面に固液接触が発生してくる状態を想定する。この乾き面へ液体を供給し固液接触を初生あるいは回復させる様式には、図3に示したいくつかのものがある。その第1は、蒸気膜からの気泡離脱時に起こる液体浸入によるものである。膜沸騰状態においては蒸気膜が伝熱面および液体に囲まれ存在するため、発生蒸気は蒸気膜から気泡が離脱する形で液体中へ脱出する。このとき、図3(A)に示したように離脱蒸気と置きかわる形で液体の浸入が起こり、固液接触の機会が発生する。<sup>9)</sup> 気泡離脱時の液体浸入は、極めて模式化すれば液滴が高温面に衝突してくる時の状態と類似している。Iloje ら<sup>10)</sup> のモデルによれば、液滴と高温面との接触が発生するかどうかは、液滴のもつ運動量と蒸気層からうける反力との兼ねいで決まる。そこでここではこれを運動量型モードと呼ぶ。

第2は、離脱蒸気量あるいは蒸気膜体積変化率と発生蒸気量とのバランスに起因するものである。例えば Taylor 不安定を伴う図3(B)の場合、膜沸騰気泡生長にともない蒸気が蒸気膜 a 部に流入しこのため b 部での発生蒸気量が少ないと b 部で蒸気が欠乏し固液接触が発生すると考えるものである。<sup>11)</sup> ここではこれを蒸気吹抜け型モードと呼ぶ。

第3は、すでに固液接触が起こっている部分からの固液面に沿う液体浸入によるものである。たとえば図3

(C)のように、蒸気膜に覆われた伝熱面周囲に非加熱面が存在する場合、伝熱面過熱度に関係なくこの部分には常に固液接触が存在し、伝熱面と非加熱面間に三相境界を形成する。この三相境界は伝熱面へ液体を供給するぬれ境界を形成し、これにより固液接触が発生し得る。<sup>12)</sup> ここではこれを浸入型モードと呼ぶ。

第4は、蒸気層に何らかの不安定 (Taylor あるいは Helmholtz 不安定以外のもの) を想定する不安定力型モードで、この不安定力により固液接触が発生し得るとするものである<sup>13)</sup> (図3(D))。第5は、伝熱面表面に顕著な粗さ突起が存在する場合で、蒸気層厚さと同程度の高さをもつ突起は固液接触を促進する (図3(E))。ここではこれを粗さ型モードと呼ぶ。

対象とする沸騰系において、上述した各モードがすべて発生するわけではない。したがって、対象系において、いずれの固液接触モードが許されているかは、MHF 点を考察する上で重要な問題となる。たとえば、液滴と高温面間に形成された蒸気膜においては、気液界面において Taylor 不安定が形成されるか否か (つまり運動量型・蒸気吹抜け型モードの存在の有無) により蒸気膜の崩壊=固液接触の発生限界温度が全く異なり、Taylor 不安定の存在しない小液滴下の蒸気層では図3(A)~(D)のモードが欠如しているため、 $\Delta T_{sat} \approx 0$  となり粗さ型モードが発生するまで固液接触の発生は阻止される。<sup>11,15)~17)</sup>

2.2 固液接触の限定態様

上に述べたモードにより乾き面近くに接近した液体が常に固液接触 (contact) に至り熱伝達に有意な面積・寿命をもつぬれ (wet) を形成するわけではない。

まず接近した液体が固液接触に至るか否かつまり「contact 発生の問題」であるが、Iloje ら<sup>10)</sup> は液滴が高温面に衝突する運動量型接触モードについてこれをモデル化している。彼らは、乾き面に接近する際に蒸気層から受ける力に抗して液滴を乾き面に到達させるに要する仕事量を上まわる運動エネルギーを液滴が初期状態とし

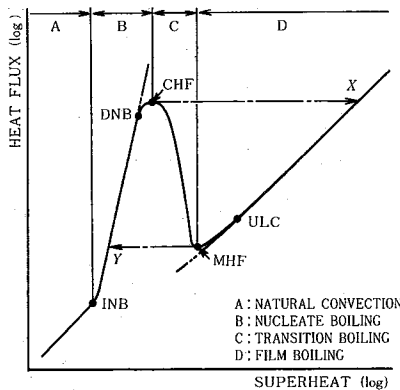


図1 沸騰曲線

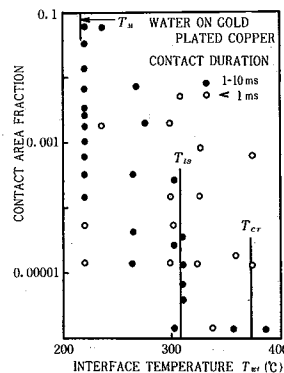


図2 高過熱度状態における固液接触時間・面積<sup>9)</sup>

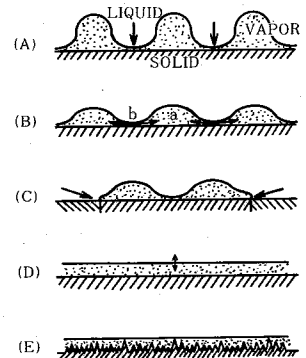


図3 固液接触モード

て有している場合に接触が発生するとして接触限界温度  $T_{lc}$  を計算している。しかし、彼らのモデルでは、乾き面衝突時の液滴の変形、蒸気層が薄くなった場合の Knudsen 層の存在や界面層の問題等が無視されており、解析的に十分とは言えない。

次に、発生した固液接触が熱伝達に有意な寿命・面積を確保した状態に至るか否かつまり「wet 発生の問題」であるが、現在のところ以下の 2 つの説がぬれ状態発生の閾値  $T_{lw}$  として提案されている。第 1 は過熱限界説で、接触時の固液界面温度  $T_{wi}$  が液体の自発核生成温度  $T_{kls}$  より低いと接触面における自発核生成が阻止されぬれに至るとする考えである。<sup>19), 20)</sup>

$$T_{wi} = \frac{T_{wo} + \beta T_i}{1 + \beta}, \quad \beta = \sqrt{\frac{(k\rho c)_l}{(k\rho c)_w}} \quad (2)$$

$$T_{kls} = -\frac{16\pi\sigma^3 F}{3k_B(p_v - p_l)^2} \ln \left[ \frac{10^{-21}}{(1 + \cos \theta)} \left( \frac{\pi m B F}{2\sigma} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (3)$$

$$F = (2 + 3 \cos \theta - \cos^3 \theta) / 4 \quad (4)$$

ここで、 $k$ : 熱伝導率,  $p$ : 圧力,  $c$ : 比熱,  $\sigma$ : 表面張力,  $\theta$ : 接触角,  $k_B$ : ボルツマン定数,  $m$ : 蒸気分子 1 個の質量,  $B \approx 2/3$ , 添え字  $v, l, w$  は蒸気, 液体, 固体を示す。

第 2 の説は、接触前の乾き面表面に十分な吸着層が確保されていると、接触面を拡大する primary film の形成・進行が可能となりぬれに至るとする考えである。Segev and Bankoff<sup>21)</sup> は primary film の形成限界を吸着分子の表面被覆率  $\theta_a = 0.9$  で与え Langmuir の吸着理論を用いてぬれ限界温度  $T_{la}$  を次式で与えている。

$$\exp(Q_a/RT_{la}) = 0.9 [k_1 + \exp(Q_a/RT_{la})] \quad (5)$$

$$k_1 = (2\pi MRT_{la})^{1/2} \Gamma_0 / A p \tau_0 \quad (6)$$

ここで、 $Q_a$ : 吸着熱,  $\Gamma_0$ : 単位面積あたりの単分子層分子数,  $A$ : アボガドロ数,  $R$ : ガス定数,  $M$ : 分子量,  $\tau_0$ : 頻度因子の逆数である。

ぬれ限界が発生するような高過熱度ではそもそも固液接触の寿命が msec 以下のオーダーであると予測され、これを接触限界と実験的に区別するのは現在のところ困難であるが、これらの温度を実測しようとする試みがいくつか報告されている。図 4 は、水滴の高温ステンレス鋼面衝突時におけるぬれ限界 (あるいは接触限界) 温度  $T_{lw}$  を、水滴・高温面間の電気抵抗変化を利用して測定した結果である。<sup>22)</sup> この結果によると、0.5 msec 以上の寿命をもった接触のみられなくなる温度  $T_{lw}$  は液滴サブクール度  $\Delta T_{sub}$ , 衝突速度  $V_i$  の増大とともに顕著に増大し、 $\Delta T_{sub}$  あるいは  $V_i$  が大きい場合、(3) 式 ( $\theta = 0$ ) により与えられるぬれ限界温度をはるかに上まわっている。また Waldram ら<sup>23)</sup> は、高温のシリコン油面上に落下した飽和液滴の挙動の観察により、ぬれ発生に必要

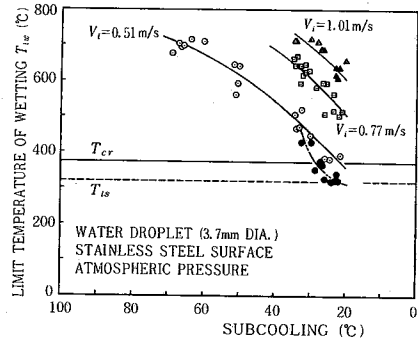


図 4 ぬれ限界温度の実測例<sup>22)</sup>

表 1 MHF 点と固液接触限界

報告年 筆頭報告者	MHF 点と 接触限界との 関連	条 件				測 定 方 法
		液 体	$p$ [MPa]	$\Delta T_{sub}$ [K]	系	
1966, Bradfield <sup>24)</sup>	異なる	水	0.101	0~40	球	電気抵抗
1974, Sakusai <sup>25)</sup>	異なる	水	0.101	0~40	細線	温度変動
1974, Henry <sup>26)</sup>	異なる	水, C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH, R-11, 12	0.101	0	Hg面	電気抵抗
1974, Farahat <sup>27)</sup>	同一	Na	0.101	12	球	圧力変動
1975, Swanson <sup>28)</sup>	異なる	—	—	—	—	温度変動
1978, Yao <sup>9)</sup>	同一の場合もあり	水, C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	0.03~1.5	0	平面	電気抵抗
1978, Ishigai <sup>29)</sup>	同一	水	0.101	5~55	◇	◇
1978, Dhir <sup>30)</sup>	同一	水	◇	0~50	球	観察

な衝突速度と直径の関係を求めている。

一方, Yao and Henry<sup>9)</sup>は Taylor 不安定を含む飽和液滴の spheroidal state における接触限界温度を電気抵抗法により測定し, 限界温度は系の圧力上昇とともに(2)~(4)式(ただし $\theta=0$ )で与えられる温度に漸近することを示した。

いずれにしても, 接触限界, ぬれ限界と関連して, 存在が限定された固液接触に関する情報(寿命・面積, 接触時の伝熱等)は十分でなく, 今後の研究が期待される。

### 2.3 固液接触と MHF 点

上に述べたぬれあるいは接触限界点(図1, ULC点)と MHF点との関係についても, いくつか報告がある。高過熱度域における固液接触状況の測定は難しいが, 液体と伝熱面間の電気抵抗を利用した電気抵抗法,<sup>11,8)</sup> 伝熱面温度変動による方法, 接触時に発生する圧力波を測定する方法などがある。これらの測定法による ULC点と MHF点との同一性に関する結果を表1に示したが, 接触あるいはぬれ限界点が MHF点発生に対する必要条件でないことがわかる。特に, 浸入型固液接触モードが存在する系では, その相違は顕著であるようである。

## 3. 極小熱流束点に対する各因子の影響

極小熱流束点( $\Delta T_M, q_M$ )に影響し得る因子としては, (1) 固液接触モード, (2) 伝熱面形状・寸法・姿勢, (3) 系圧力 $p$ , (4) 液体サブクール度 $\Delta T_{sub}$ , (5) 液体流速 $u_l$ , (6) 重力加速度 $g$ , (7) 伝熱面熱的性格(熱物性, 熱容量), (8) 伝熱面表面条件(ぬれ性, 粗さ, 汚れ・酸化), (9) 系の過渡性などが考えられる。

表2に, MHF点に関する既存の報告をまとめた。

### 3.1 固液接触モードの影響(1)

Kovalev<sup>18)</sup>は, 水平円柱系の MHF( $q_M$ )について実験し, 浸入型固液接触モードを阻止した系では, これを阻止しない系より $q_M$ が1桁程度低くなることを報告している。また, 西尾<sup>12)</sup>は, 球系における MHF点について実験し, (支持棒に沿った)浸入型固液接触モードの影響

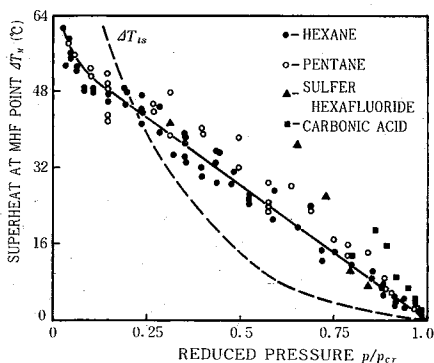


図5 MHF点過熱度と換算圧力<sup>53)</sup>

が熱容量の小さい伝熱面で現れることを示している。したがって, MHF点のデータを検討する際, まずその沸騰系において許されている固液接触モードを把握する必要がある。

### 3.2 伝熱面形状・寸法・姿勢の影響(2)

膜沸騰熱伝達率 $h_f$ は伝熱面の形状・寸法・姿勢により変化するので, 膜沸騰域の下限に相当する MHF点の熱流束 $q_M$ も当然これらの因子により変化する。ここで問題にしたいのは,  $\Delta T_M$ がこれらの因子により変化するかどうかである。

Shih and El-Wakil<sup>63)</sup>は, 直径 $D=3.18\sim 6.35$  mmの球における R-11の $\Delta T_M$ が,  $D$ の減少とともに増大し, 次式で整理されることを報告している。

$$\Delta T_M = 0.348 \Delta T_{sub}^{1.37} + 48.50 D^{-0.276} \quad (7)$$

一方, 西尾<sup>12)</sup>は,  $D=3.2\sim 19.1$  mmの球における MHF点について実験し,  $\Delta T_M$ が $D$ に依存せず一定の値をとり, この値は水平平板上での $\Delta T_M$ と等しいことを報告している。同様のことは, Farahat<sup>27)</sup>の液体ナトリウムの実験および Dhir and Purohit<sup>30)</sup>の水の実験においても指摘できる。また, 後述する(図7) Bradfield,<sup>38)</sup> Dhir and Purohit,<sup>30)</sup> 庄司・船渡<sup>61)</sup>, 高木・庄司<sup>5)</sup>, 西尾<sup>66)</sup>の水の $\Delta T_M$ に関する測定値は, それぞれ伝熱面の寸法・形状が異なるにもかかわらずほぼ一致している。以上の実験結果は, (許されている固液接触モードが大幅に変化しない沸騰系に限定すると) MHF点過熱度 $\Delta T_M$ が伝熱面寸法・形状・姿勢に影響をうけない値である可能性を示していると考えられる。

### 3.3 圧力の影響(3)

系圧力 $p$ の影響については, いくつかの観点から検討されている。まず,  $p$ を臨界圧力 $p_{cr}$ 近くまで変化させた場合の飽和液の MHF点の挙動については, Science and Colver<sup>45)</sup>の測定値, Skripov<sup>53)</sup>の整理がある。Scian-

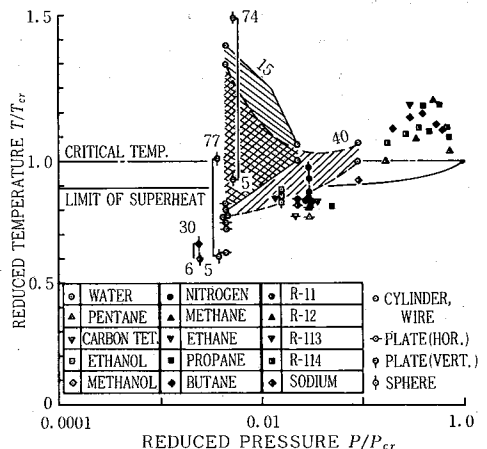


図6 MHF点温度と換算圧力

表2 MHF 点に関する諸因子の影響 (検討事項の番号は本文中の因子番号に対応)

報告年 筆頭報告者	伝熱面条件				液体条件				実験 方法	検討事項
	形状	寸法 [mm]	材料	表面 状態	液体種類	P [MPa]	$\Delta T_{sub}$ [K]	$u_z$ [m/s]		
1962, Berenson <sup>11)</sup>	水平平面	50.8 $\phi$	Cu, Ni, Inc.	—	CCl <sub>4</sub> , C <sub>6</sub> H <sub>12</sub>	0.101	0	0	定常	(7),(8)
1962, Hosler <sup>32)</sup>	水平平面	203□×76 <sup>3</sup>	Al	—	H <sub>2</sub> O, R-11	0.101	0	0	定常	—
1963, Lienhard <sup>33)</sup>	水平細線	0.51 $\phi$	ニクロム	—	H <sub>2</sub> O, C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> , C <sub>6</sub> H <sub>6</sub> , C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH, CH <sub>3</sub> OH, C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> CO	0.0019 ~0.101	0	0	定常	(1),(3)
1964, Merte <sup>24)</sup>	球	12.7 $\phi$ , 25.4 $\phi$	Cu	—	L-N <sub>2</sub>	0.101	0	0	非定常	(2),(6)
1964, Lienhard <sup>35)</sup>	水平細線	0.025 $\phi$ ~0.65 $\phi$	ニクロム, W	—	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH, C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	0.101	0	0	定常	(1),(2)
1966, Kovalev <sup>18)</sup>	水平細線	2.0 $\phi$ ~2.5 $\phi$	ニクロム	—	H <sub>2</sub> O	0.1~9.9	0	0	定常	(1),(2),(3),(8)
1966, Simoneau <sup>36)</sup>	鉛直平板	92 <sup>1</sup> ×12.7 <sup>1</sup> ×0.1 <sup>1</sup>	Fe-Cr-Al合金	—	L-N <sub>2</sub>	0.24	0	~1.0	定常	(5)
1967, Merte <sup>27)</sup>	球	6.35 $\phi$ ~25.4 $\phi$	Cu	—	L-N <sub>2</sub>	0.1~0.5	~16	0	非定常	(2),(3),(4)
1967, Bradfield <sup>38)</sup>	球	59.7 $\phi$	Cu	メッキ	H <sub>2</sub> O	0.101	5~78	0	非定常	(4)
1968, Simon <sup>39)</sup>	鉛直円管	12.8 $\phi$ ×305 <sup>1</sup>	ニッケル 合金	—	L-N <sub>2</sub>	0.24 ~1.4	≈0	~3.1	定常	(1),(3),(5)
1968, 西川 <sup>49)</sup>	水平円柱	6 $\phi$	Cu	—	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	0.101	~15	0	定常	(4),(8)
1969, Giventer <sup>41)</sup>	水平細線	0.25 $\phi$	コンスタンタン	—	L-N <sub>2</sub>	0.101	0	0	非定常	(9)
1969, Witte <sup>42)</sup>	球	9.04 $\phi$	Ag	—	H <sub>2</sub> O	0.101	5~77	0	非定常	(4)
1969, Rhea <sup>43)</sup>	球	12.7 $\phi$ ~25.4 $\phi$	Cu	—	L-N <sub>2</sub>	0.101	0	0	非定常	(2),(6)
1970, Bergles <sup>44)</sup>	円柱・円板	—	—	—	H <sub>2</sub> O, R-113, L-N <sub>2</sub>	0.101	0	0	双方	(8),(9)
1970, Bulter <sup>7)</sup>	ブロック	50 <sup>1</sup> ×10 <sup>1</sup> ×5 <sup>1</sup>	Cu	付加層有	L-He	0.101	0	0	非定常	(7),(8)
1970, Sciance <sup>45)</sup>	水平円柱	20.6 $\phi$	—	—	CH <sub>4</sub> , C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> , C <sub>3</sub> H <sub>8</sub> , C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	~Pcx	0	0	定常	(3)
1971, 西川 <sup>46)</sup>	水平平板	8 $\phi$	Cu	非ぬれ	H <sub>2</sub> O	0.101	0	0	定常	(8)
1971, Peterson <sup>47)</sup>	水平細線	0.127 $\phi$	Pt	—	H <sub>2</sub> O	0.101	0	0	定常	—
1971, Veres <sup>48)</sup>	球	23.8 $\phi$	Cu	—	R-113	0.101	0	0	双方	(8),(9)
1972, 橋 <sup>49)</sup>	平板・円柱	50 $\phi$ , 18 $\phi$ , (8 $\phi$ )	Cu	—	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH, R-113	0.101	~40	0	双方	(4),(9)
1973, Berlin <sup>50)</sup>	球	—	—	—	L-N <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O, C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH, R-12, 13, 22	0.101	0	0	非定常	(7)
1973, Hesse <sup>51)</sup>	水平円管	14 $\phi$	Ni	Rp= 0.61 $\mu$ m	R-12, 113, 114	0.05 ~3.0	0	0	定常	(3)
1973, Stevens <sup>52)</sup>	球	25.4 $\phi$	Ag	—	H <sub>2</sub> O	0.101	23~76	1.52	非定常	(4)
1974, Skripov <sup>53)</sup>	水平細線	—	—	—	C <sub>6</sub> H <sub>12</sub>	2.1~3.4	0	0	定常	(3)
1974, Sakurai <sup>25)</sup>	水平細線	1.2 $\phi$	Pt	—	H <sub>2</sub> O	0.101	~40	0	定常	(1),(4)
1974, Farahat <sup>27)</sup>	球	12.7 $\phi$ ~24.5 $\phi$	Ta	—	Na	0.101	6~681	0	非定常	(4)
1974, Henry <sup>26)</sup>	水平平面	—	Hg, H <sub>2</sub> O	—	H <sub>2</sub> O, R-11, 12, C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	0.101	0	0	非定常	(8)
1975, Zhukov <sup>54)</sup>	水平平面	42 $\phi$	Cu	付加層有	R-113	0.101	0	0	定常	(7)
1975, Klimenko <sup>55)</sup>	平面(円柱)	8 $\phi$ ~36 $\phi$ (12 $\phi$ )	Cu(Cu, Ni, S.S.)	—	L-N <sub>2</sub>	0.101	0	0	双方	(2),(7)
1977, Bier <sup>92)</sup>	水平円管	8	Cu	—	R-12, 115, 13Bl, RC-318	0.4~4	0	0	定常	(3)
1978, Yao <sup>6)</sup>	水平平面	—	Cu, S.S.	メッキ	H <sub>2</sub> O, C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	0.03~1.5	0	0	非定常	(3),(7)
1978, Peyayoparakul <sup>56)</sup>	水平平面	50.8 $\phi$	Cu	—	L-N <sub>2</sub>	0.101	0	0	非定常	(9)
1978, Ishigai <sup>29)</sup>	水平平板	12 <sup>1</sup> ×80 <sup>1</sup> ×2 <sup>1</sup>	S.S.	—	H <sub>2</sub> O	0.101	~55	0.5~3.5	非定常	(4),(5)
1980, Yilmaz <sup>57)</sup>	水平円柱	6.4 $\phi$	Cu	—	R-113	0.101	≈0	~6.8	定常	(5)
1980, 桜井 <sup>59), 60)</sup>	水平細線	1.2 $\phi$ , 2 $\phi$	Pt	—	H <sub>2</sub> O	0.02~2	~41.3	0	定常	(2),(3),(4),(9)
1980, 庄司 <sup>61)</sup>	水平円柱	2.4 $\phi$ , 10 $\phi$	Ni	—	H <sub>2</sub> O	0.101	~80	~0.6	非定常	(2),(4),(5)
1981, Dhir <sup>30)</sup>	球	19 $\phi$ , 25.4 $\phi$	Cu, Ag, S.S.	—	H <sub>2</sub> O	0.101	~50	~0.45	非定常	(2),(4),(5)
1981, 森 <sup>62)</sup>	水平細線	0.3 $\phi$	Pt	—	H <sub>2</sub> O	0.1~0.5	~40	0	定常	(3),(4)
1981, Shih <sup>63)</sup>	球	3.2~6.4	黄銅	—	R-11, 113	0.101	~20	0	非定常	(2),(4)
1981, 桜井 <sup>64)</sup>	水平細線	3.0 $\phi$	Pt	—	H <sub>2</sub> O	0.1~2	0	0	定常	(3)
1982, 西尾 <sup>12)</sup>	球(平板)	3.2 $\phi$ ~19.1 $\phi$	黄銅(銅)	—	L-N <sub>2</sub>	0.101	0	0	非定常	(1),(2)
1982, Lin <sup>65)</sup>	水平平面	50.8 $\phi$	Cu, Al, Zn, Pb, Bi	—	L-N <sub>2</sub>	0.101	0	0	非定常	(7),(9)
1982, 高木 <sup>5)</sup>	球	9.5 $\phi$	S.S.	—	H <sub>2</sub> O	0.101	30~80	0	非定常	(4)

ce and Colver の測定値によれば、 $\Delta T_M, q_M$  はともに  $p/p_{cr}$  の増大とともに減少する。

飽和水の MHF 点の圧力依存性については、桜井ら<sup>59),60)</sup> 森・戸田<sup>62)</sup> Kovalev<sup>18)</sup> により測定されている。これらの測定値によれば、 $T_M$  は圧力の上昇とともに、臨界温度  $T_{cr}$ <sup>59),62)</sup> あるいは過熱限界温度  $T_{is}$ <sup>60)</sup> に漸近する。Sakurai ら<sup>60)</sup> は、これを

$$\Delta T_M = 470 - T_{sat} + \tanh(p) \quad (8)$$

で整理している ( $p$  は MPa 単位)。一方  $q_M$  については、これらの実験圧力範囲では  $p$  とともに単調に増大するようであり、Kovalev によれば、

$$q_M = 6.50 \times 10^4 p^{0.48}, \quad [W/m^2] \quad (9)$$

桜井ら<sup>59)</sup> によれば、

$$q_M = \text{Max}[q_{M1}, q_{M2}], \quad [W/m^2] \quad (10)$$

$$\left. \begin{aligned} q_{M1} &= (3 + 5.2p^{0.69} + 0.3\Delta T_{sub}) \times 10^4 \\ q_{M2} &= (3.5 + 0.6\Delta T_{sub}) \times 10^4 \end{aligned} \right\}$$

一方、サブクール水の MHF 点の圧力依存性については、桜井ら<sup>59),60)</sup> 森・戸田<sup>62)</sup> により調べられている。これらの実測値によれば、 $T_M$  に対する  $\Delta T_{sub}$  の影響は  $p$  の増大とともに小さくなるようである。ただし、 $\Delta T_{sub}$  が大きい場合、桜井ら<sup>59)</sup> 森・戸田<sup>62)</sup> の実測値  $T_M$  は  $p$  の増大とともに減少し、Sakurai ら<sup>60)</sup> のそれは  $p$  によらず過熱限界温度に近い値となっている。例えば、桜井ら<sup>59)</sup> のサブクール水の測定値は次式で整理されている。

$$\Delta T_M = 470 - T_{sat} + 115p^{0.6} + 2.0p^{-0.7}\Delta T_{sub} \quad (11)$$

$q_M$  に対する  $\Delta T_{sub}$  の影響は、桜井ら<sup>59),60)</sup> のデータによれば、(10)式で示されるように  $\Delta T_{sub}$  が大きい場合、 $p$  に依存しなくなるようである。

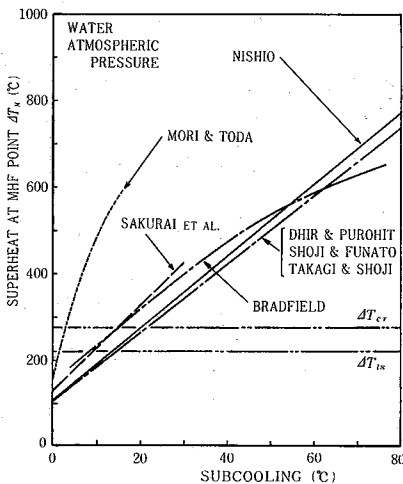


図7 大気圧水の MHF 点過熱度のサブクール度依存性

図6は、現在までに報告されている MHF 点温度  $T_M$  の主な測定値を換算座標で示したものである (図中の数字は  $\Delta T_{sub}$  の値を示す)。図からわかるように、 $T_M$  の測定値には、飽和液に限っても、液体の過熱限界温度  $\theta_{is} = T_{is}/T_{cr}$  を超えるものがある。 $T_M$  が  $T_{is}$  を超え得るか否かについては議論があるが、上に述べたように Sakurai ら<sup>60)</sup> は  $p$  あるいは  $\Delta T_{sub}$  が高い場合、 $T_M$  が  $T_{is}$  に等しくなるとする立場をとっており、Yao and Henry<sup>8)</sup> も同様の立場をとっている。

また、Nikolayev ら<sup>67)</sup> は、飽和状態の n-ヘキサン、n-ペンタンにおける Leidenfrost 温度および MHF 点温度が図6のような換算座標で整理できることを指摘している。このような対応状態の原理にもとづく整理は、Lienhard and Schrock<sup>33)</sup> Sanders and Colver<sup>68)</sup> Nikolayev and Skripov<sup>69)</sup> により  $q_M$  に対して行われ、Lienhard and Schrock によれば無次元熱流束  $q_{Mr}$  は、換算圧力のみ関数となる (ただし  $q_{Mr} = q_M / (\sqrt{g} p_{cr} (p/M) [8Mp_{cr} / 3RT_{cr}]^{3/4})$ )。また、Nikolayev and Skripov によれば次式が成り立つ。

$$q_M = 1.67(p/p_{cr})^{0.24}(1-p/p_{cr})^{0.81} q_M(0.31p_{cr}) \quad (12)$$

### 3.4 液体サブクール度の影響 (4)

大気圧のサブクール水における MHF 点のデータは、クエンチ点との関連で多数報告<sup>5),25),30),38),59),61),66),70)</sup> されている。図7、図8に、おもな実測値をまとめて示した。いずれの実験においても、 $\Delta T_M$  は  $\Delta T_{sub}$  に比例して増大することが指摘できる。特に、Bradfield<sup>38)</sup> Dhir and Purohit<sup>30)</sup> 庄司・船渡<sup>61)</sup> 高木・庄司<sup>5)</sup> 西尾<sup>66)</sup> の  $\Delta T_M$  の実測値は、伝熱面寸法・形状がそれぞれ異なるにもかかわらずほぼ一致していることが注目される。Dhir and Purohit はこれを、

$$\Delta T_M = 101 + 8\Delta T_{sub} \quad (13)$$

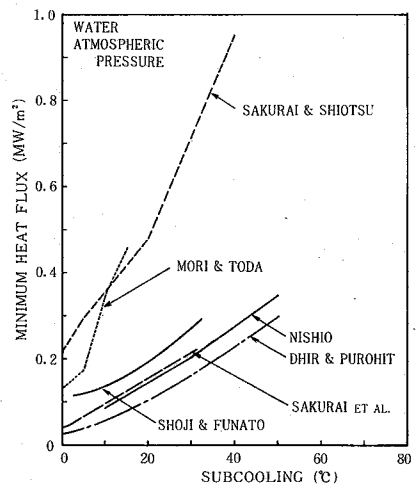


図8 大気圧水の MHF のサブクール度依存性

と整理し, Witte<sup>42)</sup> は水について, Fakahat<sup>37)</sup> は液体ナトリウムについて  $\Delta T_M$  と  $\Delta T_{sub}$  の線形関係を示す整理式を報告している. フロンについては Shih and El-Wakil<sup>63)</sup> が (7) 式を導いている.

一方, サブクール度  $\Delta T_{sub}$  の  $\Delta T_M$  に対する影響は系圧力の上昇とともに小さくなるようであり, 桜井<sup>59)</sup> はこれを (11) 式のように整理している.

$q_M$  についても  $\Delta T_{sub}$  はほぼ線型関係にあるようで, 水については, 桜井<sup>59)</sup> は (10) 式で, また Ishigai<sup>29)</sup> は次式で整理している.

$$q_M = 5.40(1 + 0.527\Delta T_{sub})V_t^{0.607} \times 10^4 \quad (14)$$

さらに, 液体ナトリウムについては, Farahat<sup>27)</sup> が  $q_M$  と  $\Delta T_{sub}$  の線型関係を報告している.

以上のように, 現在のところ,  $\Delta T_M, q_M$  ともに  $\Delta T_{sub}$  とほぼ線形関係にあると判断されるが, サブクール水における MHF 点温度  $T_M$  の特徴は,  $\Delta T_{sub}$  の増大とともにこの値が液体の過熱限界温度  $T_{ls}$  をはるかに超える場合の多いことである. 図 7 中に, Lienhard<sup>71)</sup> が導いた熱力学的過熱限界温度  $T_{lis}$  の整理式

$$\begin{aligned} [(T_{lis} - T_{sat})/T_{cr}] = & 0.905 - (T_{sat}/T_{cr}) \\ & + 0.095(T_{sat}/T_{cr})^8 \quad (15) \end{aligned}$$

による予測値を示したが,  $\Delta T_{sub}$  が大きい場合の測定値は過熱限界温度をはるかに超えている. 現在, MHF 点において (1) 式のような関係 ( $f_i \neq 0$ ) を想定する限り, この事実を説明する物理モデルは報告されていない. ただし, 図 4 に示したように, 高サブクール水の接触あるいはぬれ限界温度  $T_{lw}$  も図 7 の  $T_M$  と同様の挙動をするとする報告あるいは Sakurai<sup>60)</sup> および, Yao and Henry<sup>8)</sup> のように  $T_M$  は  $T_{ls}$  を上限値とするとした報告があることを付言しておく.

### 3.5 液体流速の影響 (5)

液体流速  $u_l$  が低い場合,  $\Delta T_M$  は  $u_l$  に依存しないことがいくつかの実験<sup>30), 39), 57), 61)</sup> により示されている ( $u_l$  により膜沸騰熱伝達率  $h_f$  が変化するので, 無論  $q_M$  は

$u_l$  に依存する). Yilmaz and Westwater<sup>57)</sup> によれば,  $\Delta T_M$  が  $u_l$  に依存して増大しはじめる限界流速は 2 m/s 程度であるようである. また,  $q_M$  については Ishigai<sup>29)</sup> の整理式 (14) があるが,  $q_M$  と  $u_l$  との関係はおおよそ,  $q_M = h_f(u_l, \Delta T_M) \times \Delta T_M(u_l)$  なる関係式<sup>72), 73)</sup> により示されると筆者は考えている.<sup>12)</sup>

### 3.6 重力加速度の影響 (6)

Merte and Clark<sup>34)</sup> は重力加速度  $g$  を  $g/g_0 = 0.01 \sim 1$  ( $g_0$  は標準重力加速度) で変化させ, 球系の  $q_M$  が  $g^{1/4}$  に比例することを示した. また Rhea and Nevins<sup>43)</sup> は球を加振した場合の実験を行い, Lienhard<sup>74)</sup> は  $q_M$  の予測式と  $g$  との関係を考察している.

### 3.7 伝熱面の熱的性格の影響 (7)

高温面上での液滴の蒸発現象における Leidenfrost 点 (沸騰現象の MHF 点に相当) については, 伝熱面の熱物性や熱容量の影響があることが知られている.<sup>11), 75)</sup> MHF 点についても同様のことが指摘でき, たとえば図 9 に示した Lin and Westwater<sup>65)</sup> の液体窒素の測定値では, 伝熱面の熱伝導性がビスマス程度まで低下すると,  $\Delta T_M$  は熱伝導性の良い伝熱面での値よりかなり高くなっている. 同様のことは, Yao and Henry<sup>8)</sup> の水, Klimenko<sup>55)</sup> の液体窒素の測定値にもみられるが, 一方, Dhir and Purohit<sup>30)</sup> の水のデータでは, 同一寸法の銅球, ステンレス鋼球の MHF 点はほぼ同一となっている.

影響の程度はさておき, 伝熱面の熱的性格が MHF 点に影響することは否定できない. 最も明らかな例は, 伝熱面表面に熱抵抗層を付加した場合, MHF 点が高温側に顕著にシフトする現象である. この現象は Cowley<sup>76)</sup> により初めて報告され, 以後いくつか報告<sup>7), 54), 77-81)</sup> がなされている. Nishio<sup>81)</sup> によれば, テフロン層を  $\delta_f$  mm 付加した銅板上での液体窒素の MHF 点過熱度  $\Delta T_M$  は, 次のように  $\delta_f$  とともに増大する.

$$\Delta T_M = 813\delta_f + 57.4 \quad (16)$$

また Berlin<sup>50)</sup> は,  $\Delta T_M$  を (2) 式の  $\beta$  で整理した次

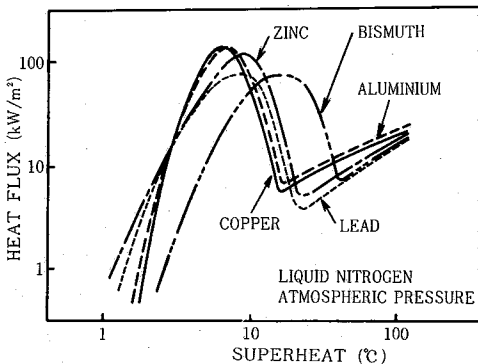


図 9 伝熱面の熱的性格による沸騰曲線の変化<sup>65)</sup>

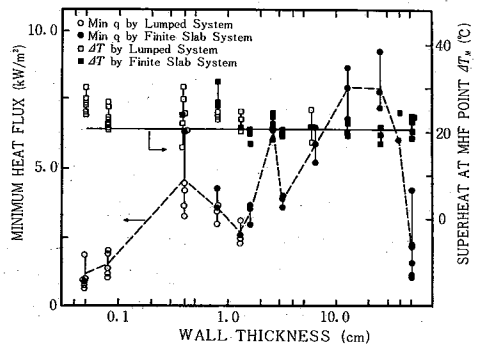


図 10 MHF 点の過熱性による変化<sup>50)</sup>

式を提案している。

$$\Delta T_M / (T_{cr} - T_{sat}) = 0.165 + 2.5\sqrt{\beta} + \beta \quad (17)$$

MHF点に対する伝熱面の熱的性格の影響を解釈する立場には現在のところ2つがある。第1は、固液接触による伝熱面表面温度変動を考察するものである。Yao and Henry<sup>8)</sup>は(2)式を用いて、また Baumeister and Simon<sup>75)</sup>は固液接触時の熱伝達率  $h_c$  を用いて伝熱面熱物性の影響を評価している。第2は、膜沸騰状態における熱伝達率変動による表面温度変動を考察するものである。<sup>82)</sup>ところで、Sekiら<sup>83)</sup>は高温面に液滴が衝突した場合の表面温度変動を測定しているが、接触時の伝熱面の温度降下量の測定値は(2)式あるいは Baumeister and Simon<sup>75)</sup>の予測値よりはるかに大きく、<sup>1)</sup>現在のところ、MHF点に対する伝熱面の熱的性格の影響の評価式として、これらの方法の妥当性は疑わしい。

### 3.8 伝熱面表面条件の影響(8)

ここで言う表面条件とは、ぬれ性・粗さ・汚れ・酸化などをさす。これらの因子のMHF点に対する影響については、表2に示したように多くの検討がなされているがいずれも定性的な結果が得られているのみである。

筆者は、表面条件のうちで最も重要なものはぬれ性であると考えている。西川ら<sup>46)</sup>は、伝熱面表面をぬれ難く処理すると  $\Delta T_M$  が大幅に減少することを報告している。同様の指摘が、Gaertner<sup>84)</sup>によってもなされている。ぬれ性は汚れや酸化によっても変化し、汚れ・酸化の進行ともなう  $\Delta T_M$  の顕著な増大が報告<sup>31),40),44),48)</sup>されており、ぬれ性の変化はMHF点に対する重要なパラメータと考えられる。表面粗さについては、Berenson<sup>31)</sup>の実験では顕著な影響はみられないが、西川ら<sup>46)</sup>の実験では粗さの増大とともに  $\Delta T_M$ 、 $q_M$  が若干増大しており影響の程度は明確でない。

### 3.9 系の過渡性の影響(9)

MHF点がクエンチ点との関連で問題となる場合が多いことはすでに述べたが、急冷時のような過渡沸騰におけるMHF点の値と定常沸騰における値とが同一である保障はない。Peyayopanakul and Westwater<sup>56)</sup>は伝熱面厚さを変えることにより冷却速度を広範囲に変化させ、液体窒素の沸騰曲線に対する過渡性の影響を調べた。図10は、伝熱面厚さ  $L$  に対して  $\Delta T_M$ 、 $q_M$  の測定値を示したものである。 $\Delta T_M$  はおおむね  $L$  によらず、過渡性の影響をうけていないが、 $q_M$  はおどろくべきことに、 $L=50$  mm程度となっても過渡性の影響が示されている。 $\Delta T_M$  が過渡性に対して鈍感であることは、Veres and Florschuetzら<sup>48)</sup>、Sakuraiら<sup>60)</sup>も報告している。MHF点に対する過渡性への影響は、伝熱面の表面温度が時間とともにマクロに変化する速さと、沸騰状況が温度変化に応じて変化するに要する時間スケールとの関係できまると考えられる。Giventer and Smith<sup>41)</sup>は、細線まわりの

沸騰において、細線の発熱量のステップ変化に応じて流体側が応答する時間スケールを測定している。彼らのデータによると、液体窒素の蒸気膜形成・崩壊に要する時間は、それぞれ1.7 sec, 1 sec程度である。したがって、系の過渡性がつよくとえば冷却速度が高い場合、蒸気膜の崩壊の遅れが生じ、MHF点が過渡性への影響をうけるようになると考えられる。

以上、MHF点に対する諸因子の影響をまとめたが、これには矛盾する結果もみられ、各因子を独立に変化させた実験による検討が望まれる。特に、i) 固液接触モードの影響はどの程度か、ii) (熱容量の大きい伝熱面における)  $T_M$  が高圧、高サブクール度において  $T_{is}$  を超え得るか否か、iii)  $T_M$  が伝熱面熱的性格によりどの程度変化するか、iv) ぬれ性への影響を定量的に表現する物理量は何か、v) 定常時と非定常時のMHF点はどの程度相違するか等については、詳細な実験が望まれる。

## 4. 極小熱流束点のモデル化

MHF点の発生機構については現在のところ明確にはなっていないが、MHF点と固液接触状態に関する(何らかの)限界状態を対応させることによりこれをモデル化する工夫が報告されている。MHF点のモデルは大別して2つに分類される。第1は、MHF点温度  $T_M$  に注目するもので、これを温度支配型モデルと呼ぶ。第2は、MHF( $q_M$ )に注目するもので、熱流束支配型モデルと呼ぶ。

### 4.1. 温度支配型モデル

温度支配型モデルでは、 $T_M$  が固液接触状態に関するなんらかの限界状況を記述しこれがMHF点の発生を支配するとする立場をとっている。この種のモデルの代表例は、Spieglerら<sup>19)</sup>により提案された過熱限界説と、Segev and Bankoff<sup>21)</sup>により提案された吸着限界説である。前者では、MHF点を(2)~(4)式(あるいは(2)、(15)式)で示される液体の過熱限界温度  $T_{is}$  と対応させ、後者では(5)、(6)式で示される吸着限界温度  $T_{ia}$  と対応させている。いずれも熱力学的、運動論的に導かれるぬれ限界温度  $T_{lw}$  とMHF点を対応させる点の特徴であり、したがって、このモデルにより予測される  $\Delta T_M$  は、伝熱面形状・寸法・姿勢、液体の流動状況等には依存しない。温度支配型モデルが支持される根拠は、i) 単純な形状の伝熱面では  $\Delta T_M$  がその形状・寸法・姿勢の影響をうけないとする測定値があること、ii) 飽和液では圧力の上昇とともに  $T_M$  が  $T_{is}$  に漸近する測定値があること、iii)  $\Delta T_M$  は低流速では  $u_l$  の影響をうけないこと、iv) 過渡性の強い系でも  $T_M$  は定常系での値に近いこと、v) 伝熱面のぬれ性・熱的性格の影響をとりこみ得ることなどである。一方、このモデルは現在のところ、i) 膜沸騰域においても検知可能な固液接触が存在す



ることがあること, ii) 図 5, 6 で示したように換算圧力が低い系での  $T_M$  は一般には  $T_{is}$  より低いこと, iii) 図 7 に示したように  $T_M$  はサブクール度に強く依存すること, iv) 高サブクール水あるいは汚れ・酸化面では  $T_M$  は  $T_{is}$  をはるかに超える測定値が多いこと, v) 高流速下では  $T_M$  が流速  $u_i$  に依存することなどの実験事実を合理的に説明することができない欠点がある。

また, 過熱限界説に修正を加えたモデルには, Simon<sup>39)</sup> の鉛直面系の MHF 点モデルと Baumeister and Simon<sup>75)</sup> のモデルがあるが, これらにおいても上記の欠点は本質的に改良されていない。

4.2 熱流束支配型モデル

熱流束支配型モデルは, 次の 2 つに大別される。第 1 は, 第 2 章で述べた蒸気吹抜け型モードにおける固液接触限界 (ぬれ限界でない) を MHF 点に対応させるものであり, 第 2 は, MHF 点において固液接触状態の本質的な変化を想定せず, (1) 式の各項を評価することにより  $dq_w/d\Delta T_{sat}=0$  の条件より MHF 点 ( $\Delta T_M, q_M$ ) を予測しようとするものである。前者の代表例は, Zuber<sup>85)</sup> により提案され Berenson<sup>86)</sup> により詳細に解析された Taylor 不安定型流体力学的モデルである。後者の例は, Gunnerson and Cronenberg<sup>88)</sup> のモデルである。

Taylor 不安定型流体力学的モデルでは, 蒸気膜からの蒸気離脱機構として Taylor 不安定を考え, Taylor 不安定による最小離脱蒸気量  $V_{va}[m^3/m^2 \cdot hr]$  を, 蒸気膜へ蒸発してくる蒸気量  $V_{ve}[m^3/m^2 \cdot hr]$  が下まわると, 蒸気吹抜け型モードにより蒸気層の保持が限界となるとしている。最小離脱蒸気量  $V_{va}$  は,  $q_w (= \rho_{vf} h_{wvf} V_{ve}, h_{wvf}$ : 補正蒸発潜熱) とは独立に, 自然状態 ( $V_{ve}=0$ ) における Taylor 不安定解析より, 次式で与えられる。

$$V_{va} = \left[ \frac{\text{「離脱気泡」}}{\text{「1個の体積」}} \right] \times \left[ \frac{\text{「単位面積当たり」}}{\text{「の発生気泡数」}} \right] \times \left[ \frac{\text{「気泡の最小」}}{\text{「離脱頻度」}} \right] \quad (18)$$

$$= A \times B \times f$$

$$A = \frac{4}{3} \pi \left( \frac{D_a}{2} \right)^3$$

$$B = 2/\lambda_d^3$$

ここで  $D_a$ : 離脱気泡径,  $\lambda_d$ : Taylor 不安定の最不安定波長であり蒸気層厚さ  $\delta_v \rightarrow \infty$  のとき  $2\pi\sqrt{3\sigma/g(\rho_l - \rho_v)}$  である。いま,  $D_a, f$  が与えられれば,

$$q_M/\rho_{vf} h_{wvf} (= V_{ve}) = V_{va} = A \cdot B \cdot f \quad (19)$$

より  $q_M$  が定まり, 膜沸騰熱伝達率  $h_f$  を用いて

$$\Delta T_M = q_M/h_f \quad (20)$$

より  $\Delta T_M$  が求まる。Berenson<sup>86)</sup> の解析では,

$$D_a = 0.25 \lambda_d, \quad f \propto \left[ \frac{4\pi}{3} \frac{(\rho_l - \rho_v)g}{(\rho_l + \rho_v)\lambda_d} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (21)$$

ととられ, 最終的に水平平板上では,

$$q_M = \text{const.} \cdot \rho_{vf} h_{wvf} \left[ \frac{g\sigma(\rho_l - \rho_v)}{(\rho_l + \rho_v)^2} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (22)$$

この式は Zuber<sup>85)</sup> の導出した式と同一である。

Berenson は, 大気圧の  $CCl_4, n$ -ペンタンの実験値より (22) 式の定数を 0.09 と定め, (20) 式を用いて  $\Delta T_M$  に関する次式を導いている。

$$\Delta T_M = 0.127 (\rho_{vf} h_{wvf} / k_{vf}) \left[ \frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_l + \rho_v} \right]^{2/3} \left[ \frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{\frac{1}{2}} \left[ \frac{\mu_{wvf}}{\rho_l - \rho_v} \right]^{1/3} \quad (23)$$

Taylor 不安定型流体力学的モデルについてはこのほかに, Berghmans<sup>89)</sup> が二次の微小項まで考慮する解析を, Lienhard and Dhir<sup>11)</sup> が (18) 式のかわりに時々刻々における蒸気量  $V_{va}, V_{ve}$  のつり合いを基準にした解析により定数項の計算を, また庄司・高木<sup>90)</sup> が蒸気層厚さ  $\delta_v$  の有限性を考慮した解析を行っている。表 3 に Taylor 不安定型流体力学的モデルをまとめて示した。

熱流束支配型モデルの第 2 は, (1) 式の各項を評価し  $dq_w/d\Delta T_{sat}=0$  の条件から MHF 点を予測するものであり, Iloeje<sup>10)</sup> の管内分散流におけるモデルが代表例であるが, プール沸騰においては, Gunnerson and Cronenberg<sup>88)</sup> により近似的に取り扱われているにすぎない。彼らは, (19) 式において, 固液接触による熱流束  $q_{Mc}$  とサブクール効果による熱流束  $q_{Ms}$  とを考え,  $q_M$  がこれらの線形和として,

$$q_M = \rho_{vf} h_{wvf} A \cdot B \cdot f + q_{Mc} + q_{Ms} \quad (24)$$

と表現できると仮定し, さらに熱伝達率  $h_M$  を,

$$h_M = \left( \frac{h_f \Delta T_{wvf}}{\Delta T_M} \right) (1 - f_i) + \left( \frac{h_c \Delta T_{wc}}{\Delta T_M} \right) f_i \quad (25)$$

と仮定して, 球系における MHF 点 ( $\Delta T_M, q_M$ ) を計算し球まわりの水, 液体窒素の MHF 点 ( $\Delta T_M, q_M$ ) の実測値と比較している (ここで  $\Delta T_{wvf}$ : 乾き面過熱度,  $\Delta T_{wc}$ : ぬれ面過熱度,  $h_c$ : 固液接触時の熱伝達率,  $h_f$ : 膜沸騰熱伝達率,  $f_i$ : 固液接触の時間・空間的存在確率)。

このほかに, Knudsen 層厚さに注目した Marx and Davis<sup>91)</sup> の解析, Berenson のモデルに固液接触時の伝熱面温度変動を考慮した Henry<sup>9)</sup> の解析がある。Farahat<sup>27)</sup> はナトリウムの  $\Delta T_M$  の  $\Delta T_{sub}$  依存性が Henry の式により予測できることを報告している。

Taylor 不安定型流体力学的モデルが支持される根拠は, i) (22) 式で示される  $q_M$  の圧力依存性が実測値とある程度類似していること,<sup>33),45),89)</sup> ii) 水平円柱系における  $q_M$  の直径に対する依存性,<sup>11),35),90)</sup>  $q_M$  に対する重力加速度の影響<sup>74)</sup> の予測がある程度可能であることである。しかし, Taylor 不安定型流体力学的モデルは現在では, i) MHF 点に対する重要な影響因子であるサブクール度, 液体流速, 伝熱面表面条件をとりこむことができず, ii)  $\Delta T_M$  が伝熱面形状・寸法に依存しないこと, iii)  $\Delta T_M$  の圧力依存性を十分説明することはできない。

表 3 Taylor 不安定型流体力学的モデル

系	報 告 者	予 測 式 $(Z = \sqrt{\sigma g(\rho_l - \rho_v)} / (\rho_l + \rho_v)^{1/2}, \bar{D} = D / [2 \sqrt{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}])$
水 平 平 板	Zuber <sup>85)</sup>	$q_m / (\rho_v h_{lv} Z) = \pi / 24$
	Berenson <sup>86)</sup>	$q_m / (\rho_v h_{lv} Z) = 0.09$
	Kutateladze <sup>91)</sup>	$q_m / (\rho_v h_{lv} Z) = C_1 (\rho_l + \rho_v) / \sqrt{\rho_l \rho_v}$
	Chang <sup>33)</sup>	$q_m / (\rho_v h_{lv} Z) = \sqrt{\rho_e (\rho_e + \rho_v) / \rho_v^2}$
	Ruckenstein <sup>87)</sup>	$q_m / (\rho_v h_{lv} Z) = [C_3 / \ln(D_{vj} / D_{vl})]$
	Lienhard & Dhir <sup>11)</sup>	$q_m / (\rho_v h_{lv} Z) = 0.078 \sim 0.104$
	庄司・高木 <sup>89)</sup>	原論文参照
水 平 円 柱	Lienhard & Wong <sup>35)</sup>	$q_m / (\rho_v h_{lv} Z) = 0.05 \pi [\bar{D}^2 (2\bar{D}^2 + 1)]^{-1/2}$
	Lienhard & Sun <sup>90)</sup>	$q_m / (\rho_v h_{lv} Z) = 0.062 [\bar{D}^2 (2\bar{D}^2 + 1)]^{-1/2}$
	Lienhard & Dhir <sup>11)</sup>	$q_m / (\rho_v h_{lv} Z) = (0.051 \sim 0.068) \times [\bar{D}^2 (2\bar{D}^2 + 1)]^{-1/2}$

以上のような事情を考慮すると、温度支配型モデル・熱流束支配型モデルともに実験値を全般にわたっては合理的に説明することができず、双方のモデルを条件により使い分ける必要があるかも知れない。例えば、Yao and Henry,<sup>8)</sup> Sakurai<sup>60)</sup>は低圧では Taylor 不安定型流体力学的モデルを、高圧ではぬれ限界モデルを用いることを提案している。

5. おわりに

プール沸騰および外部流沸騰における MHF 点に関する認識の現状を筆者なりに整理した。紙面の都合で、MHF 点における蒸気膜の挙動については触れることができず、また各整理式の定量的比較についても十分述べることができなかつた。

今後、急冷技術が現在までに経験したことのない材料(アモルファス、ガラス等)にまで応用され、また原子炉の発展とともに急冷現象が炉安全性評価の重要な位置を占めるようになり、さらに低温機器の普及・発展ともない、MHF 点に関する認識の要求は高まると思われる。本解説がその一助となれば幸いである。

(1982年12月24日受理)

参 考 文 献

- 1) 西尾, 東京大学生研報告, 28-6 (1980) あるいは日機論, 43 (1977), p.3856 および 44 (1978), p.1335
- 2) 時弘, 熱処理, 19 (1979), p.142
- 3) 秋山, 「原子炉熱工学」(東大出版会), (1978)
- 4) 米満, 機械の研究, 24(1972), p. 1451 および p. 1557
- 5) 高木・庄司, 日機講論, No.823-4 (1982), p.33
- 6) 秋山, 機械の研究, 31 (1979), p.88
- 7) A.P.Bulter et al., Intern. J. Heat Mass Transfer, 13(1970), p. 105
- 8) S.-C. Yao and R.E. Henry, J. Heat Transfer, 100 (1978), p. 260

- 9) R.E. Henry, AIChE Symp. Ser., 70-138 (1974), p. 81
- 10) O.C. Iloeje et al., MIT Report No. 72718-92, (1974)
- 11) J.H. Lienhard and V.K. Dhir, J.Heat Transfer, 102 (1980), p. 457
- 12) 西尾, 日機講論, No.821-2 (1982), p.53
- 13) T.R. Fodemski, Proc. 7th Intern. Heat Transfer Conf., 4 (1982), p. 369
- 14) D.J. Benton and E.G. Keshock, Proc. 7th Intern. Heat Transfer Conf., 4 (1982), p. 125
- 15) K.J. Baumeister et al., NASA TN D-3226 (1966)
- 16) L.H.J. Wachters et al., Chem. Engng Sci., 21 (1966), p. 923
- 17) E.S. Godleski and K.J. Bell, Proc. 3rd Intern. Heat Transfer Conf., 4 (1966), p. 51
- 18) S.A. Kovalev, Intern. J. Heat Mass Transfer, 9 (1966), p. 1219
- 19) P.Spiegler et al., Intern. J. Heat Mass Transfer, 6 (1963), p. 987
- 20) M. Blander and J.L. Katz, AIChE J., 21 (1975), p. 833
- 21) A. Segev and S.G. Bankoff, Intern. J. Heat Mass Transfer, 23 (1980), p. 637
- 22) 西尾, 第 19 回日本伝熱シンポ講論集, (1981), p.502
- 23) K.L. Waldram et al., Can. J. Chem. Engng, 54 (1976), p. 456
- 24) W.S. Bradfield, I&EC Fundamentals, 5 (1966), p. 200
- 25) A.Sakurai and M. Shiotsu, Proc. 5th Intern. Heat Transfer Conf., 4 (1975), p. 81
- 26) R.E. Henry et al., Proc. 5th Intern. Heat Transfer Conf., 4 (1974), p. 101
- 27) M.M.K. Farahat et al., Nucl. Sci. Engng, 53 (1974), p. 240
- 28) J.L. Swanson et al., Trans. CSME, 3 (1975), p. 131
- 29) S. Ishigai et al., Proc. 6th Intern. Heat Transfer Conf., 1 (1978), p. 445
- 30) V.K. Dhir and G.P. Purohit, Nucl. Engng Des., 47 (1978), p. 49

- 31) P.J. Berenson, Intern. J. Heat Mass Transfer, 5 (1962), p. 985
- 32) E.R. Hosler and J.W. Westwater, ARS J., 32 (1962), p. 553
- 33) J.H. Lienhard and V.E. Schrock, J.Heat Transfer, 85 (1963), p. 261
- 34) H.Merte, Jr. and J.A. Clark, J. Heat Transfer, 86 (1964), p. 351
- 35) J.H. Lienhard and P.T.Y. Wong, J. Heat Transfer, 86 (1964), p. 220
- 36) R.J.Simoneau and F.F. Simon, NASA TN D-3354, (1966)
- 37) H.Merte, Jr. and E.W. Lewis, Report of Univ. of Michigan, (1967)
- 38) W.S. Bradfield, J.Heat Transfer, 89 (1967), p. 269
- 39) F.F. Simon et al., NASA TN D-4307, (1968)
- 40) 西川ほか 3 名, 日機論, 34 (1968), p.134
- 41) L.L. Giventer and J.L. Smith, Jr., Adv. Cryogenic Engng, 15 (1969), p. 259
- 42) L.C. Witte et al., Trans. Am. Nucl. Soc., 12 (1969), p. 806
- 43) L.G. Rhea and R.G. Nevins, J.Heat Transfer, 91 (1969), p. 267
- 44) A.E. Bergles and W.G. Thompson, Jr., Intern. J.Heat Mass Transfer, 13 (1970), p. 55
- 45) C.T. Sciance and C.P. Colver, J.Heat Transfer, 92 (1970), p. 659
- 46) 西川ほか 2 名, 日機論, 37 (1971), p.1018
- 47) W.C. Peterson and M.G. Zaalouk, J.Heat Transfer, 83 (1971), p. 408
- 48) D.R. Veres and L.W. Florschuetz, J.Heat Transfer, 83 (1971), p. 229
- 49) 橋・塩谷, 日機論, 38 (1972), p.1056
- 50) I.I. Berlin et al., Inzh.-Fiz. Zhurn., 24 (1973), p. 205
- 51) G. Hesse, Intern. J. Heat Mass Transfer, 16 (1973), p. 1611
- 52) J.W. Stevens and L.C. Witte, Intern. J. Heat Mass Transfer, 16 (1973), p. 669
- 53) V.P. Skripov, Metastable Liquids (John Wiley & Sons), (1974)
- 54) V.M. Zhukov et al, Heat Transfer-Soviet Research, 7 (1975), p. 16
- 55) V.V. Klimenko, Candidate Thesis (Moscow), (1975)
- 56) W. Peyayopanakul and J.W. Westwater, Intern. J. Heat Mass Transfer, 21 (1978), p. 1437
- 57) S. Yilmaz and J.W.Westwater, J.Heat Transfer, 102 (1980), p. 26
- 58) F.S. Gunnerson and A.W. Cronenberg, J. Heat Transfer, 102 (1980), p. 335
- 59) 桜井ほか 2 名, 第 18 回日本伝熱シンポジウム講論集, (1980), p.202
- 60) A. Sakurai et al., paper presented at the 1980 ICHMT Intern. Seminar "Nuclear Reactor Safety Heat Transfer" (Yugoslavia), (1980)
- 61) 庄司・船渡, 第 18 回日本伝熱シンポジウム講論集, (1980), p.229
- 62) 森・戸田, 日機論, 47 (1981), p. 1838
- 63) C.Shih and M.M. El-Wakil, Nucl. Sci. Engng, 77 (1981), p. 470
- 64) 桜井ほか 2 名, 第 19 回日本伝熱シンポジウム講論集, (1981), p.445
- 65) D.Y.T. Lin and J.W. Westwater, Proc. 7th Intern. Heat Transfer Conf., 4 (1982), p. 155
- 66) 西尾, 熱処理 (掲載予定)
- 67) G.P. Nikolayev et al., Heat Transfer-Soviet Research, 6 (1974), p. 128
- 68) L.D. Clements and C.P. Colver, I & EC, 62-9 (1970), p. 26
- 69) G.P. Nikolayev and V.P. Skripov, Heat Transfer-Soviet Research, 2 (1970), p. 122
- 70) F. Wever, Arch. Eisenhütt Wes., 5 (1932), p. 367
- 71) J.H. Lienhard, Chem. Engng Sci., 31 (1976), p. 847
- 72) L.A. Bromley et al., I & EC, 45 (1953), p. 2639
- 73) E.I. Motte and L.A. Bromley, I&EC, 49 (1957), p. 1921
- 74) J.H. Lienhard, J.Heat Transfer, 90 (1968), p. 180
- 75) K.J. Baumeister and F.F. Simon, J.Heat Transfer, 95 (1973), p. 166
- 76) C.W. Cowley et al., Adv. Cryogenic Engng, 7 (1962), p. 385
- 77) J.P. Maddox and T.H. K. Frederking, Adv. Cryogenic Engng, 11 (1966), p. 536
- 78) L. Bewilogua and R. Knoener, J.Am. Chem. Soc., 90 (1968), p. 3086
- 79) F. Moreaux et al., Intern. J. Multiphase Flow, 2 (1975), p. 183
- 80) 奈良崎ら, 第 19 回日本伝熱シンポジウム講論集, (1982), p.517
- 81) S. Nishio, Proc. ASME-JSME Thermal Engng Conf., (1983)
- 82) L. Manson, J.Heat Transfer, 89 (1967), p. 111
- 83) M. Seki et al., J. Heat Transfer, 100 (1978), p. 167
- 84) R.F. Gaertner, J.Heat Transfer, 87 (1965), p. 17
- 85) N. Zuber, AEC U-4439, (1959)
- 86) P.J. Berenson, J. Heat Transfer, 84 (1961), p. 351
- 87) E. Ruckenstein, Intern. J. Heat Mass Transfer, 10 (1967), p. 911
- 88) J. Berghmans, Proc 6th Intern. Heat Transfer Conf., 1 (1978), p. 233
- 89) 庄司・高木, 日機論, 48 (1982), p.2324
- 90) J.H. Lienhard and K.-H. Sun, J. Heat Transfer, 92 (1970), p. 292
- 91) J.W. Marx and B.I. Davis, J. Appl. Phys., 23 (1952), p. 1354
- 92) K. Bier et al., Heat Transter in Boiling (Hemisphere Pub. Co.), (1977), p. 85