

# 沸騰現象（プール沸騰）

# 沸騰伝熱現象

人類が火を使いだして以来、人間の生活に深く関連

産業革命により蒸気ボイラーが使われるようになって利用が進む

沸騰伝熱現象の定量的測定、メカニズムの解明はそれほど必要ではなかった(熱負荷小)

第二次世界大戦後より、急速に研究が進む

原子炉、高熱負荷ボイラー、その他の先端技術  
東北大学の抜山教授の研究が世界初

# 沸騰の熱力学

内部エネルギー $U$ , 温度 $T$ , 圧力 $P$ , 体積 $V$ , の系  
エンタルピー: $H$

$$H=U+PV, \quad dH=dU+PdV+VdP$$

ヘルムホルツの自由エネルギー: $F$

$$F=U-TS, \quad dF=dU-TdS-SdT \quad (S:\text{エントロピー})$$

ギブスの自由エネルギー: $G$

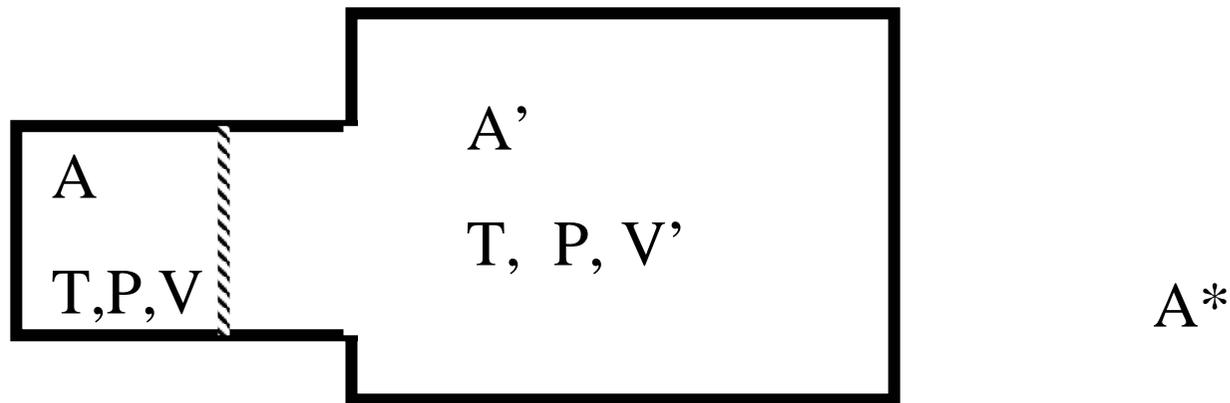
$$G=F+PV=U-TS+PV, \quad dG=dU-TdS-SdT+PdV+VdP$$

定温( $dT=0$ ), 定圧( $dP=0$ )系では

$$dG=dU-TdS+PdV$$

# 沸騰の熱力学

一定温度 $T$ ,一定圧力 $P$ の十分大きな系 $A'$ に接触している系 $A$ を考える。 $A$ と $A'$ からなる複合系 $A^*$ は孤立系とする



# 沸騰の熱力学

AからA'へ微少な熱量 $\delta Q$ が加えられ、微少な仕事 $\delta W$ がなされたとする

A'のエントロピー $S'$ の変化 $dS'$ は

$dS' = \delta Q / T$  (A'は十分大きな系で変化は準静的と見なせるとする)

A'の内部エネルギー $U'$ の変化 $dU'$ は

$$dU' = \delta Q + \delta W$$

Aの体積の増加を $dV$ とすると

$$\delta W = PdV \quad \text{よって} \quad dS' = (dU' - PdV) / T$$

# 沸騰の熱力学

一方Aの内部エネルギーの変化 $dU$ は

$$dU = -(\delta Q + \delta W) = -dU'$$

以上から  $dS' = (dU' - PdV)/T = (-dU - PdV)/T$

Aのエントロピー変化を $dS$ とする。系AはA'に比べ小さいので、変化は準静的であるとは限らない。従って $dS \geq -\delta Q/T$ であることに注意。複合系A\*のエントロピー変化 $dS^*$ は

$$\begin{aligned} dS^* &= dS + dS' = dS + (-dU - PdV)/T \\ &= -(dU - TdS + PdV)/T = -dG/T \end{aligned}$$

# 沸騰の熱力学

複合系 $A^*$ は孤立系であるから熱平衡状態では $S^*$ は最大すなわち

$$dS^*=0$$

$dS^*=-dG/T$ より系 $A$ のギブスの自由エネルギー $G$ は最小であり

$$dG=0$$

# 沸騰の熱力学

一定温度 $T$ ,一定圧力 $P$ で液体と蒸気が熱平衡にある系を考える。(この系は十分大きな系 $A'$ と接触しているとする)

蒸気の単位質量あたりのギブスの自由エネルギーを $g_V$ ,液体のものを $g_L$ とする。蒸気の質量を $N_V$ ,液体の質量を $N_L$ とすれば、系 $A$ のギブスの自由エネルギー $G$ は

$$G=N_V g_V+N_L g_L$$

# 沸騰の熱力学

熱平衡状態にあるので

$$dG=0, \quad dg_V=0, \quad dg_L=0$$

$$\begin{aligned} dG &= dN_V g_V + dN_L g_L + N_V dg_V + N_L dg_L \\ &= dN_V g_V + dN_L g_L = 0 \end{aligned}$$

一方質量保存則より

$$N_V + N_L = \text{一定} \quad dN_V + dN_L = 0$$

よって  $g_V = g_L$

# クラジウスークラペイロンの式 (沸点と圧力の関係)

$g_V$ と $g_L$ はいずれも温度と圧力の関数である

$$g_V(T,P), \quad g_L(T,P)$$

今温度が $T+dT$ , 圧力が $P+dP$ に変化して新たに蒸気と液体の熱平衡が達成されたとする。

$$g_V(T+dT,P+dP) = g_L(T+dT,P+dP)$$

$$g_V(T,P) + \frac{\partial g_V}{\partial T} dT + \frac{\partial g_V}{\partial P} dP = g_L(T,P) + \frac{\partial g_L}{\partial T} dT + \frac{\partial g_L}{\partial P} dP$$

$$g_V(T,P) = g_L(T,P) \quad \text{より}$$

$$\left(\frac{\partial g_V}{\partial P} - \frac{\partial g_L}{\partial P}\right) dP = -\left(\frac{\partial g_V}{\partial T} - \frac{\partial g_L}{\partial T}\right) dT$$

# クラジウスークラペイロンの式 (沸点と圧力の関係)

単位質量あたりの内部エネルギー: $u$ , エントロピー: $s$ , 体積: $v$

$$dg = du - Tds - sdT + Pdv + vdP$$

熱平衡状態では  $du = Tds + Pdv$

よって  $dg = -sdT + vdP$

$$\frac{\partial g_v}{\partial T} = -s_v \quad \frac{\partial g_L}{\partial T} = -s_L \quad \frac{\partial g_v}{\partial P} = v_v \quad \frac{\partial g_L}{\partial P} = v_L$$

以上から

$$\frac{dP}{dT} = \frac{(s_v - s_L)}{(v_v - v_L)} = \frac{H_{fg}}{Tv_{fg}}$$

# 全微分形と導関数

$$Z=f(x,y)$$

$$dz = \frac{\partial f}{\partial x} dx + \frac{\partial f}{\partial y} dy$$

従って  $dz=udx+vdy$  と表されれば

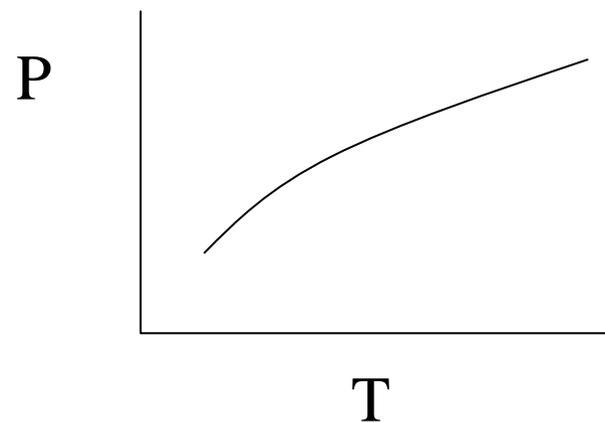
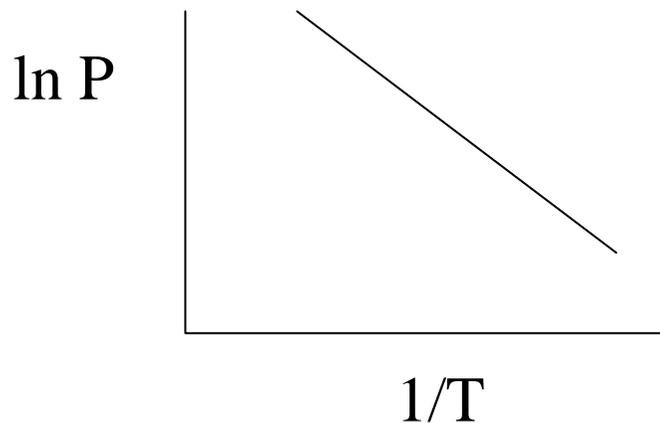
$$\frac{\partial z}{\partial x} = u \quad \frac{\partial z}{\partial y} = v$$

# クラジウスークラペイロンの式 (沸点と圧力の関係)

低圧では  $v_V \gg v_L$  だから

$$\frac{dP}{dT} = \frac{H_{fg}}{Tv_V} = \frac{PH_{fg}}{RT^2} \quad \frac{dP}{P} = \frac{H_{fg}}{RT^2} dT$$

$$\ln P = -\frac{H_{fg}}{RT} + C \quad P = P_0 \exp\left(-\frac{H_{fg}}{RT}\right)$$



# 沸騰と蒸発

ある圧力で温度が沸点以下

ある温度で圧力が飽和圧力以上

液体の自由界面から蒸気となる——蒸発

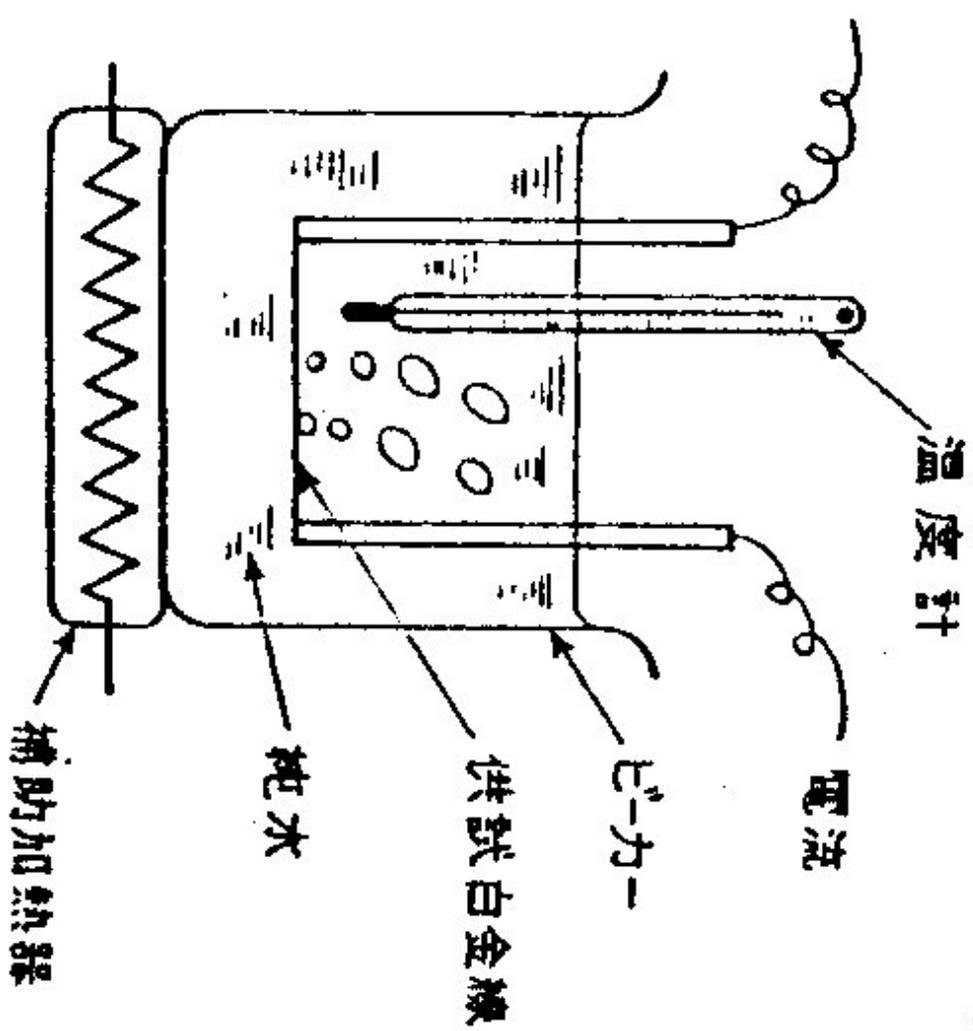
ある圧力で温度が沸点以上

ある温度で圧力が飽和圧力以下

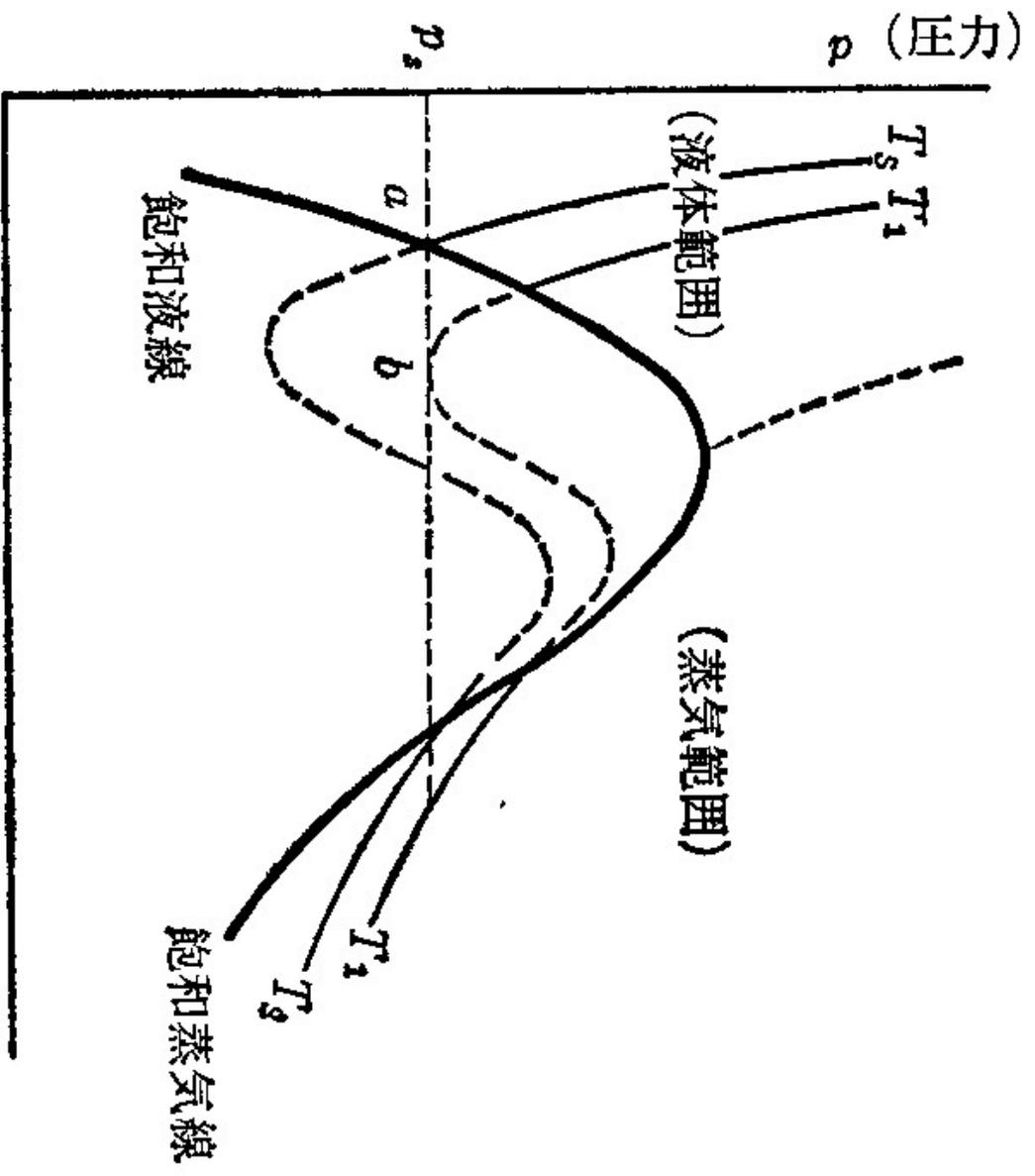
液体の内部からも蒸気が発生——沸騰

実際の現象ではある圧力で温度が沸点以上ある温度で圧力が飽和圧力以下になっても液体のまま(自由エネルギーが大きい状態)のことがある——過飽和液(準安定状態)

Van Der Waals の式で表される



第 1.1 図 電熱白金線による沸騰実験



15.1 図 物質の状態図

# Van der Waals の式

実在気体の状態方程式  $(P + \frac{a}{v^2})(v - b) = RT$

$$Pv + \frac{a}{v} - \frac{ab}{v^2} - bP = RT \quad v^3 - (b + \frac{RT}{P})v^2 + \frac{a}{P}v - \frac{ab}{P} = 0$$

T, Pを与えるとvの3次式

3重根を持つ条件  $(v - v_c)^3 = v^3 - 3v_c v^2 + 3v_c^2 v - v_c^3$

$$= v^3 - (b + \frac{RT_c}{P_c})v^2 + \frac{a}{P_c}v - \frac{ab}{P_c} = 0$$

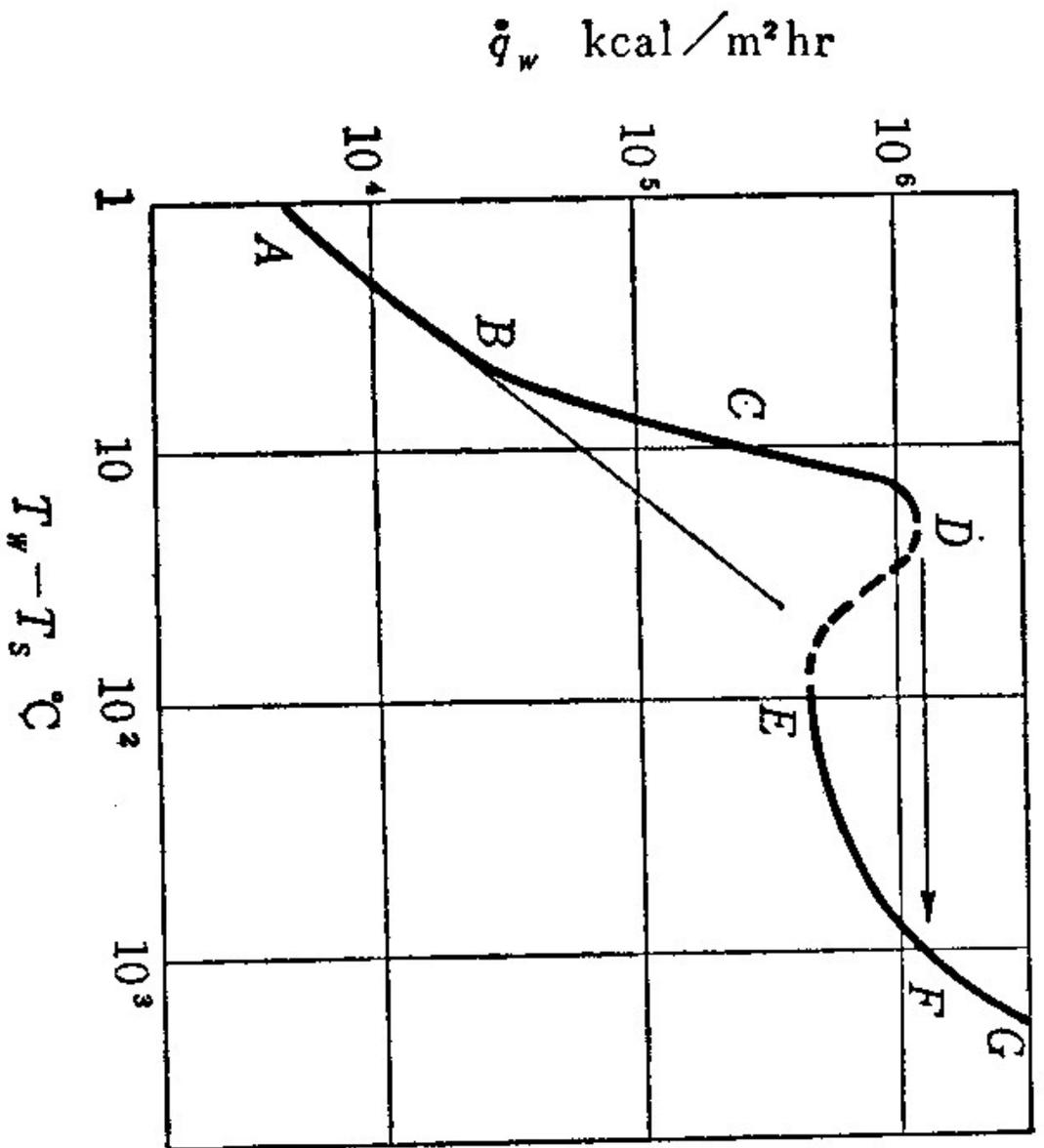
$$v_c = 3b \quad P_c = \frac{a}{27b^2} \quad T_c = \frac{8a}{27Rb} \quad a = 3P_c v_c^2 \quad b = \frac{1}{3}v_c \quad R = \frac{8P_c v_c}{3T_c}$$

# 工学的な沸騰現象

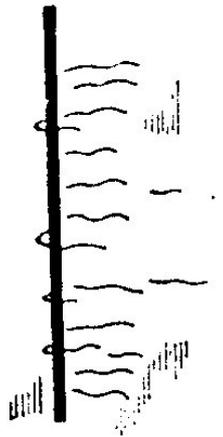
実用上の伝熱面からの沸騰は伝熱面にある  
微少な傷やくぼみ(キャビティ)からおこる  
(気泡)発泡点または、気泡核、沸騰核と呼ぶ  
伝熱面の温度 $T_w$ と熱流束 $q_w$ の関係が設計  
上重要

熱流束と伝熱面温度の関係を表したものの  
沸騰曲線

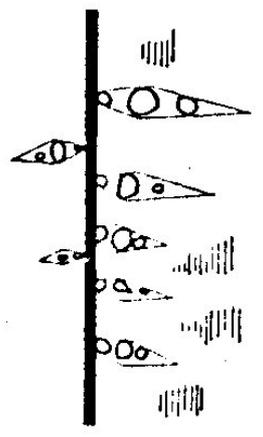
通常は伝熱面温度と飽和温度の差( $T_w - T_s$ )  
(過熱度)を横軸にする



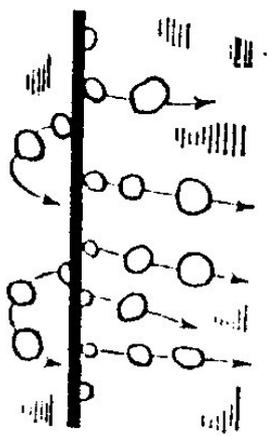
15.2 図 大気圧の水の沸騰曲線 (直径 0.14 mm の白金電熱線による)



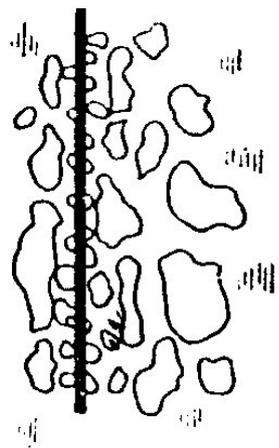
(a) 自然対流 (非沸騰)



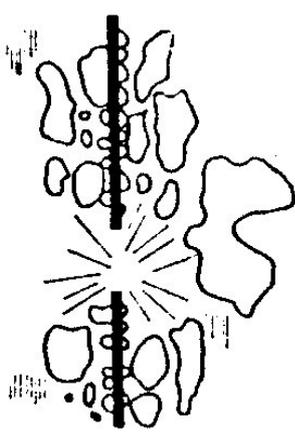
(b) サフマン・レヴィ流



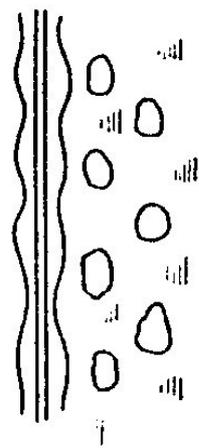
(c) 核沸騰 (低・中負荷)



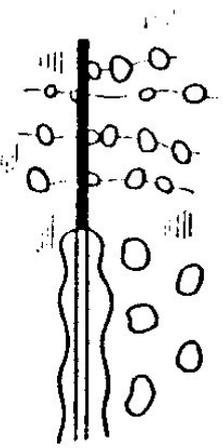
(d) 膜沸騰 (高負荷)



(e) ハートグラフ



(f) 膜沸騰



(g) 核・膜共存

第 1・2 図 電熱線上のブール沸騰状況の変化のスケッチ

# 沸騰現象の推移

飽和温度にある静止液体中の伝熱面の熱  
流束を徐々に増加させた場合

伝熱面が飽和温度を超えてもしばらくは沸騰  
が始まらずに自然対流熱伝達

水平円柱  $Nu=0.53(GrPr)^{0.25}$

$$Nu = \frac{hd}{\lambda} = \frac{q_w d}{(T_w - T_s)\lambda} \quad Gr = \frac{d^3 g \beta (T_w - T_s)}{\nu^2}$$

$$q_w \propto (T_w - T_s)^{5/4}$$

# 沸騰現象の推移

熱流束がある値を超えると(従って伝熱面温度がある値を超えると)沸騰が始まる(沸騰開始点、沸騰開始熱流束、沸騰開始過熱度)

核沸騰 孤立気泡領域(孤立泡領域)

気泡合体領域(合体泡領域、干渉領域)

熱流束がある値を超えると、突然伝熱面温度が上昇し、伝熱面が焼損する——バーンアウト、DNB

そのときの熱流束をバーンアウト熱流束、DNB熱流束、限界熱流束、極大熱流束(CHF)と呼ぶ

# 沸騰現象の推移

バーンアウトの後には伝熱面は蒸気膜に覆われる———膜沸騰

伝熱面の温度を制御して上昇させる場合には、バーンアウト点後に核沸騰と膜沸騰が共存する沸騰が実現———遷移沸騰

# 伝熱形式と沸騰熱伝達

プール沸騰、強制対流沸騰

飽和沸騰、サブクール沸騰（表面沸騰）

サブクール度  $\Delta T_{\text{sub}} = (T_s - T_L)$

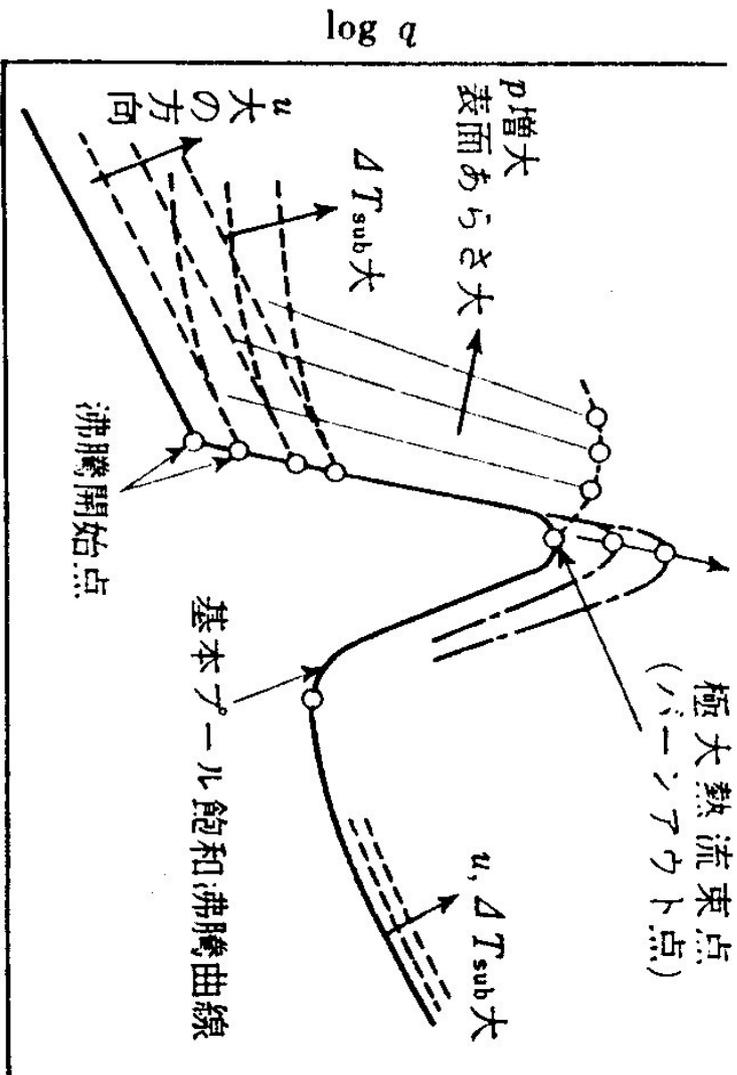
沸騰現象は伝熱面近傍の現象

核沸騰熱伝達は流れ、液温、伝熱面の  
形状大きさに殆ど影響を受けない

沸騰開始点、バーンアウト熱流束は影  
響を受ける

$u, \Delta T_{sub}$  および 重力加速度  
いづれも大

極大熱流束点  
(パージアウト点)



第2図 かくはん流速  $u$ , サブクール度  $\Delta T_{sub}$ , 圧力  $p$ ,  
重力の加速度などの因子の影響でプールの沸騰曲  
線が変化する一般的傾向

# 気泡の発生と伝熱面過熱度

液体中の気泡：表面張力により圧力が高い蒸気泡が熱的平衡を保って存在するためには系の飽和温度より高い必要がある。

半径 $r_0$ の球形蒸気泡内は周りの液より

$\Delta P = 2\sigma/r_0$  だけ圧力が高い。従って平衡蒸気圧もこれだけ高くなる必要がある。この蒸気圧の上昇に対応する温度上昇はクラジウスークラペイロンの式より

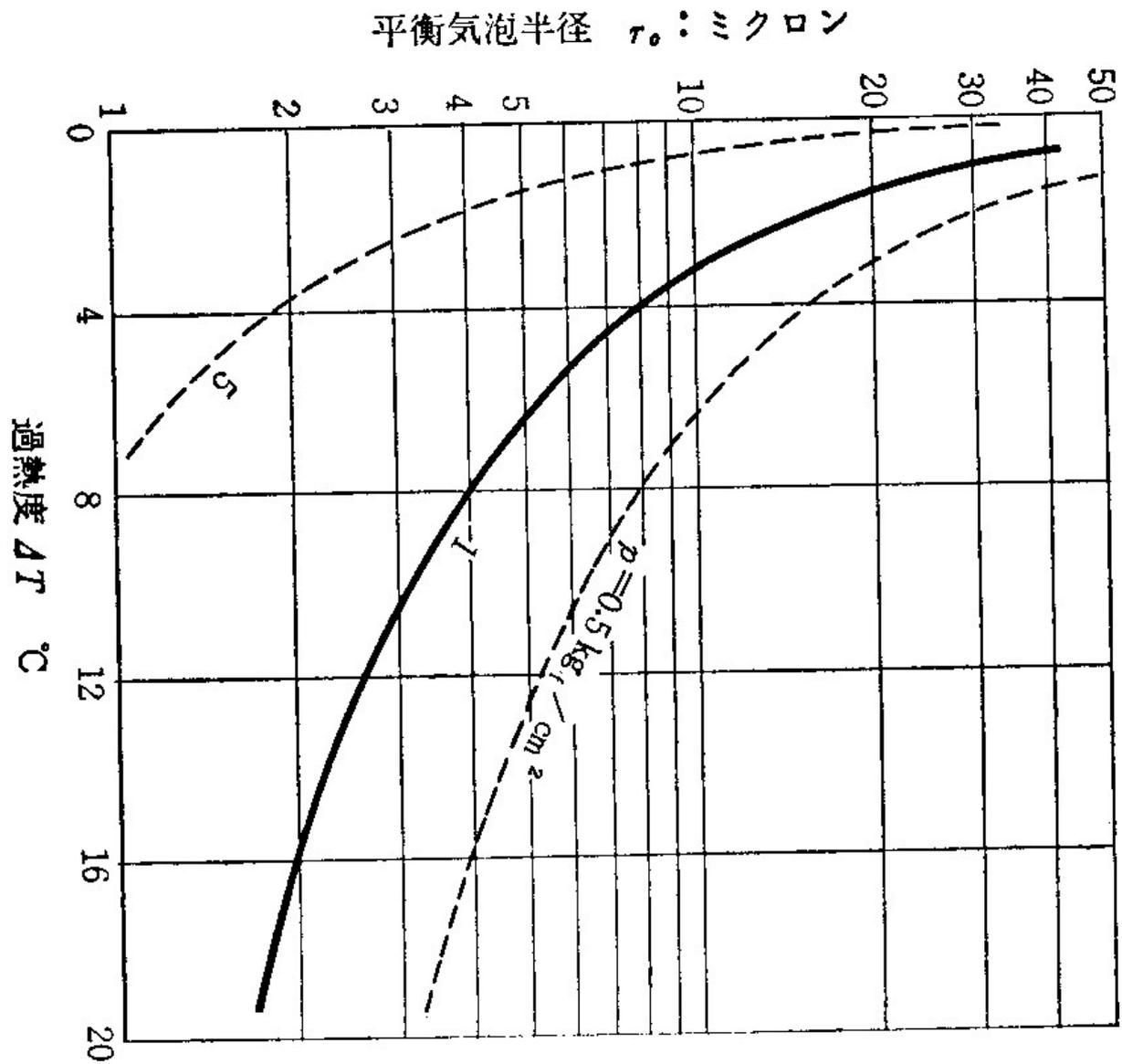
$$\frac{\Delta P}{\Delta T} = \frac{H_{fg}}{T v_{fg}} \quad \Delta P = \frac{H_{fg}}{T v_{fg}} \Delta T = \frac{\rho_v H_{fg}}{T(1 - \frac{\rho_v}{\rho_L})} \Delta T$$

# 気泡の発生と伝熱面過熱度

以上から気泡の半径と飽和温度上昇の関係は

$$r_0 = 2 \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_L}\right) \frac{\sigma}{\rho_v H_{fg}} \frac{T_s}{\Delta T}$$

この気泡が周りの液体と熱平衡を保ちながら安定に存在するためには、周りの液体が沸点より $\Delta T$ だけ過熱されている必要があり、その大きさは気泡径が小さいほど大きい



15.3 図 水の平衡気泡半径と過熱度の関係 ( $p$  : 圧力)

# 気泡核内の蒸気泡と過熱度

実用上の伝熱面：小さな傷やくぼみ（キャビティ）  
ここにトラップされた蒸気泡が成長をすることにより  
沸騰が起こる。

気泡核の蒸気泡の気液界面の曲率半径によりこ  
の蒸気泡が成長する液体の過熱度が決まる。

気泡核の大きさが小さい———高い過熱度で沸騰  
開始（なめらかな伝熱面）

気泡核の大きさが大きい———低い過熱度で沸  
騰開始（荒い伝熱面）

気泡核が大きすぎると液体にぬらされてかえって沸騰  
しにくい

# 再沸騰

伝熱面の温度が下がると沸騰は止む。

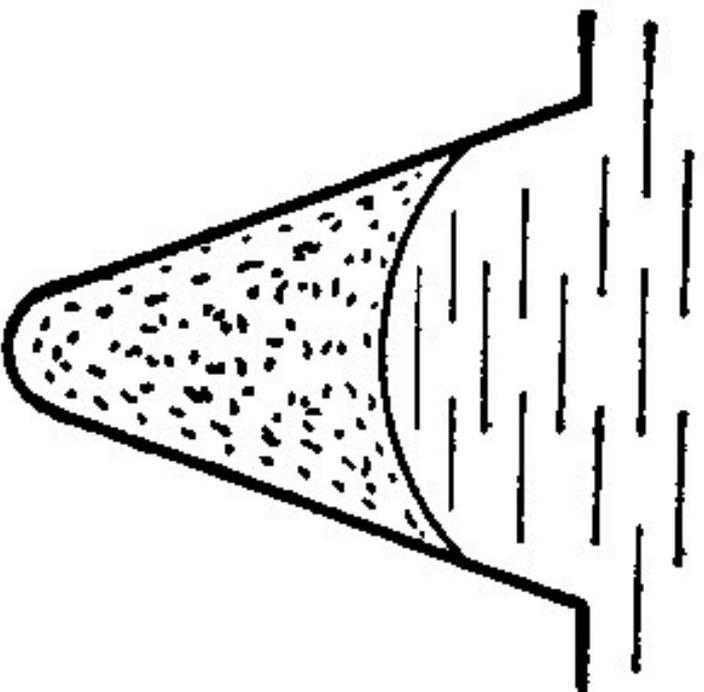
沸騰核では気液界面の向きが逆になる

気泡核の圧力が下がる

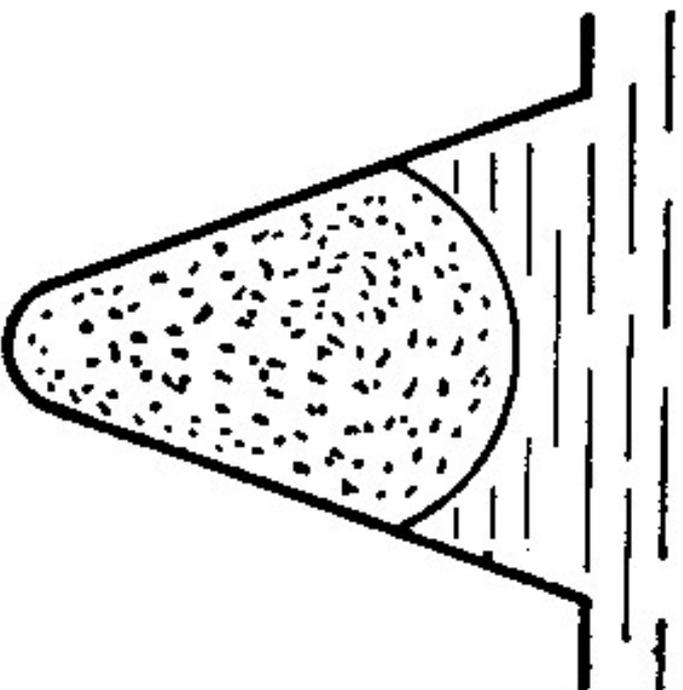
液体が沸点以下になっても蒸気泡は気泡核内に存在する

伝熱面温度が上がると再び沸騰

伝熱面の温度が下がりすぎると気泡核内の蒸気泡は消滅———再沸騰しにくくなる



(A)



(B)

15・4 図 くぼみ内の蒸気の状態 (冷却時)

# 沸騰気泡の成長過程

気泡が成長し離脱

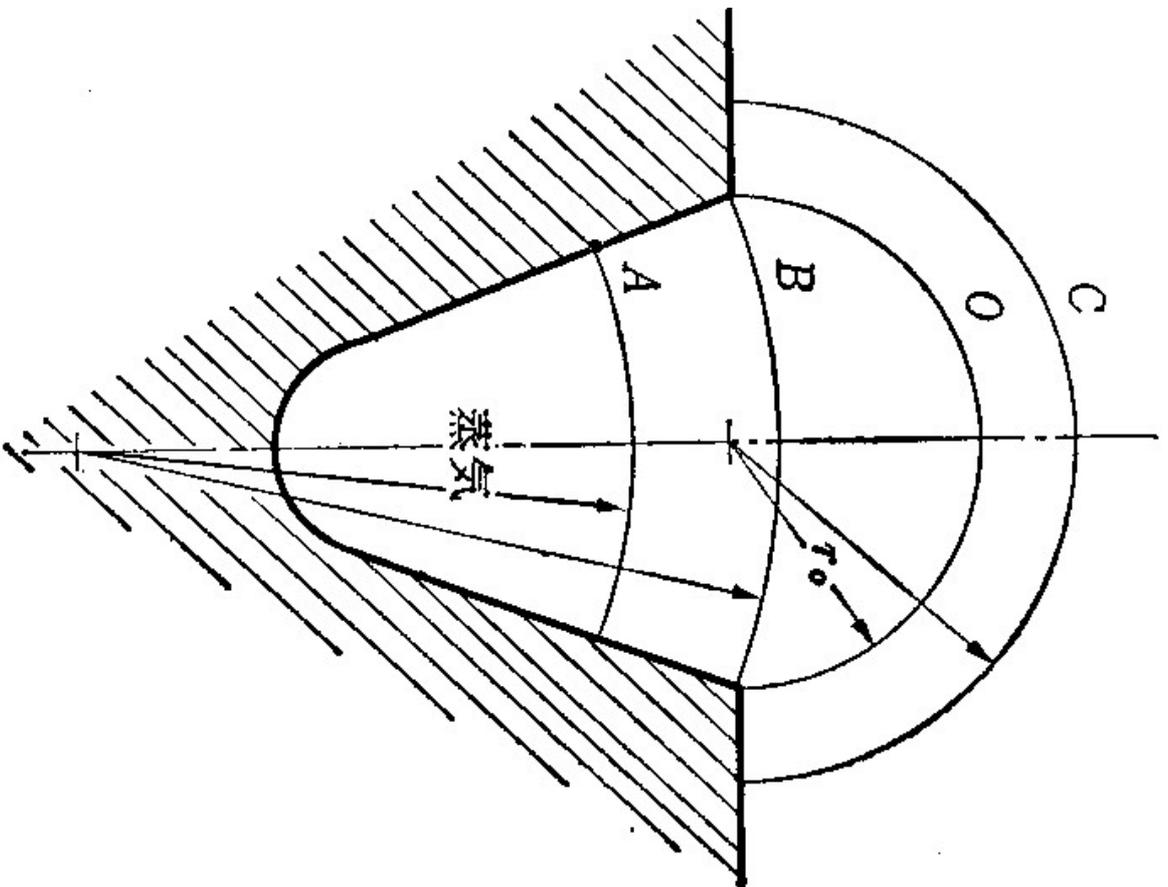
伝熱面近傍は温度の低い液体に入れ代わり  
再び過熱するまで気泡の成長は休止する

休止期間

液体の過熱が進むと再び気泡核から気泡が  
成長する。

気泡が成長するための条件

気泡核内の最小の曲率半径(臨界半径)に  
対応する過熱度より温度が高くなる



15.5 図 気泡核の膨脹と曲率半径の変化  
(簡単のため接触角  $90^\circ$  とする)

# 気泡の発泡点密度

伝熱面上には様々な大きさのキャビティが存在  
気泡核として気泡を発泡するもの---有効気泡核

大きな気泡核ほど小さな過熱度で気泡を発生

伝熱面温度が高くなるほど有効気泡核が増える

発泡点密度 $N$ : 単位面積あたりの有効気泡核

発泡点密度大  $\longleftrightarrow$  熱流束 $q_w$ 大  $N \propto q_w^2$

発泡点密度: 過熱度と共に大きく増加

$$N \propto (T_w - T_s)^m \quad m = 6 \sim 8$$

$$q_w \propto (T_w - T_s)^n \quad n = 3 \sim 4$$

# 気泡の成長

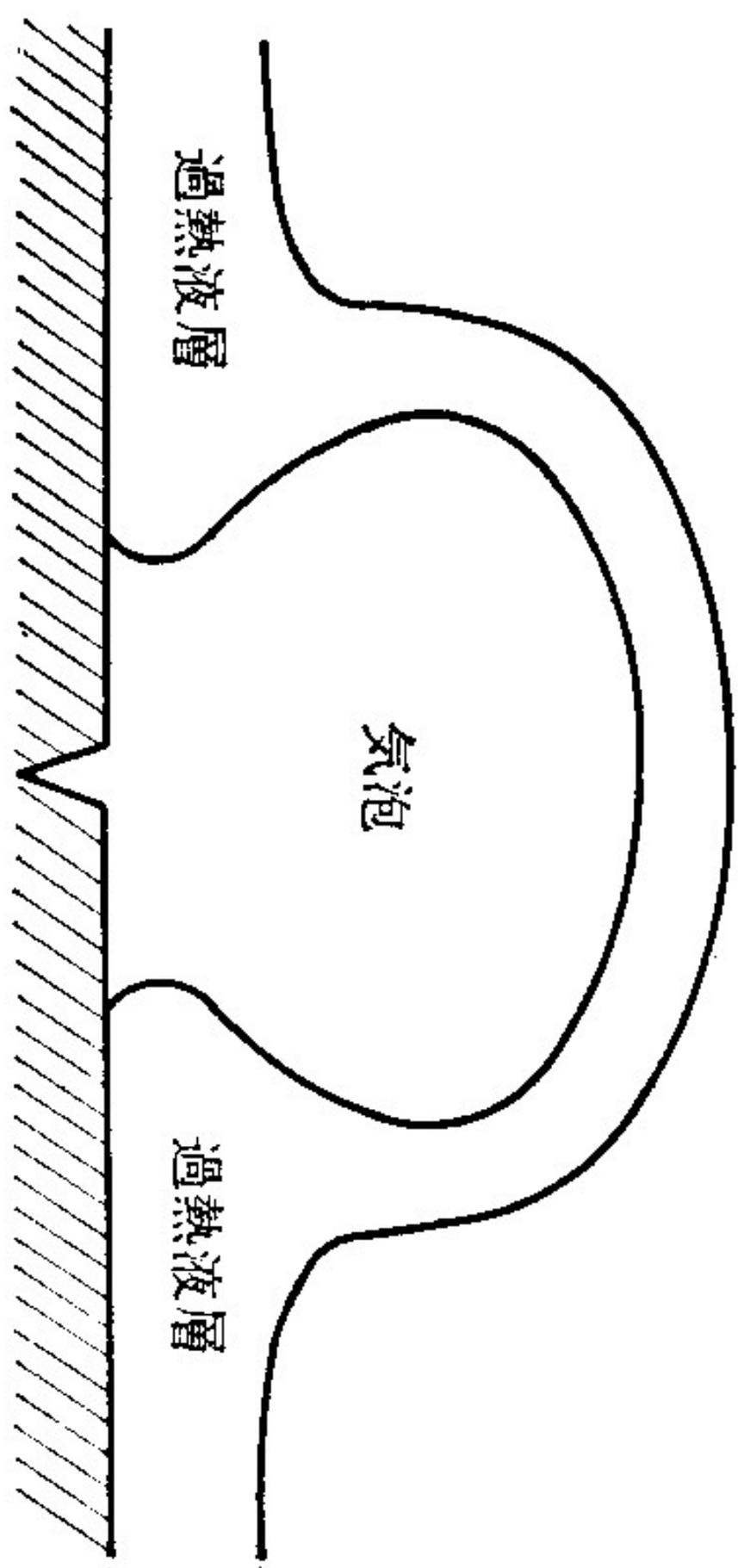
気泡核での気泡の成長から離脱まで: 生長期間  
気泡径がある大きさ以上では、飽和温度は系の  
圧力に対応するものと同じくなる

気泡の周りを薄い過熱液相が覆う。

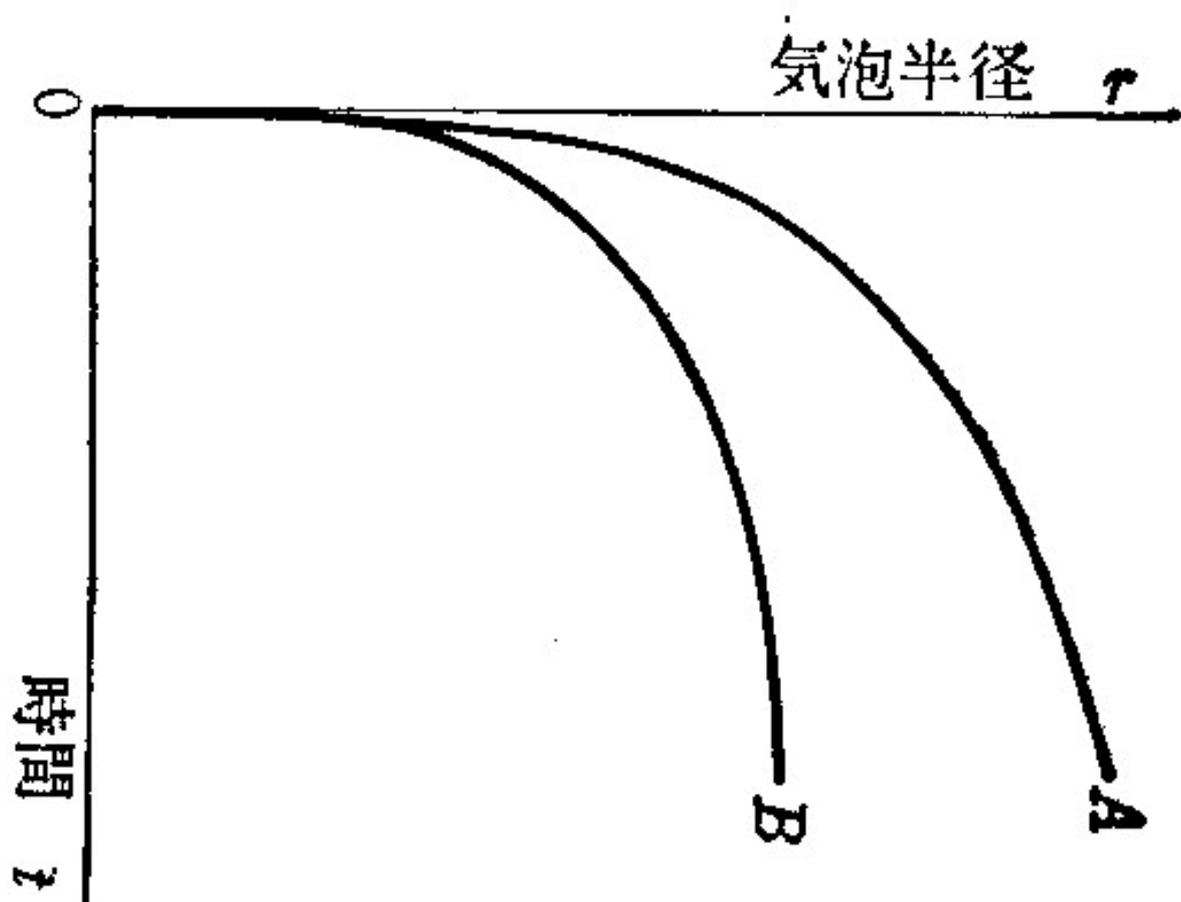
ここからの蒸気の供給により気泡は成長

$$\frac{r}{\sqrt{\kappa_L t}} \approx \sqrt{\pi} \frac{\rho_L}{\rho_V} \frac{c_{PL} (T_w - T_s)}{L} \quad \frac{dr}{dt} \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi \kappa_L}{t}} \frac{\rho_L}{\rho_V} \frac{c_{PL} (T_w - T_s)}{L}$$

時間が経過すると成長速度は過熱液相の厚さにも影響を受ける



15.6 図 気泡の生長



# 気泡の離脱

気泡がある大きさになると浮力により伝熱面  
を離脱 離脱気泡直径 $d_b$

浮力と表面張力のバランス

浮力

$$\frac{\pi}{6} d_b^3 g (\rho_L - \rho_V)$$

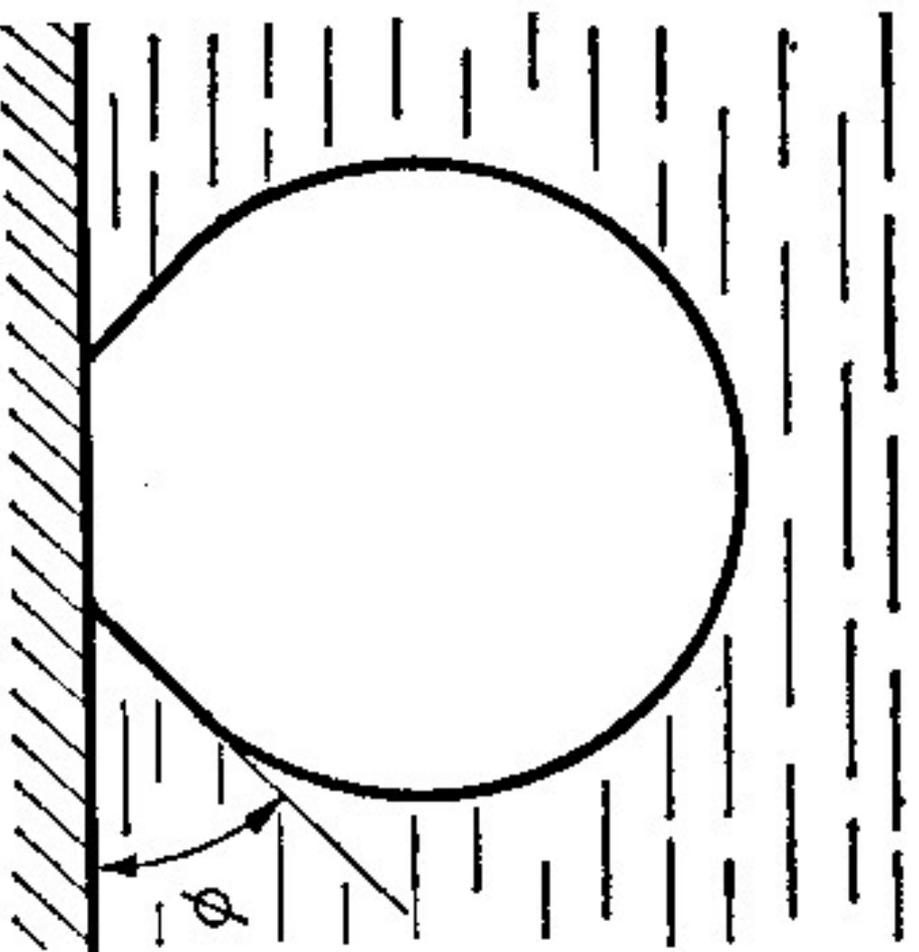
表面張力

$$\pi d_0 \sigma \sin \phi$$

$$d_b \propto \sin \phi \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}}$$

Fritzの式

$$d_b = 0.0209 \phi \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}} \quad 0 \leq \phi \leq 140^\circ$$



15・8 図 気泡離脱時の接  
触角

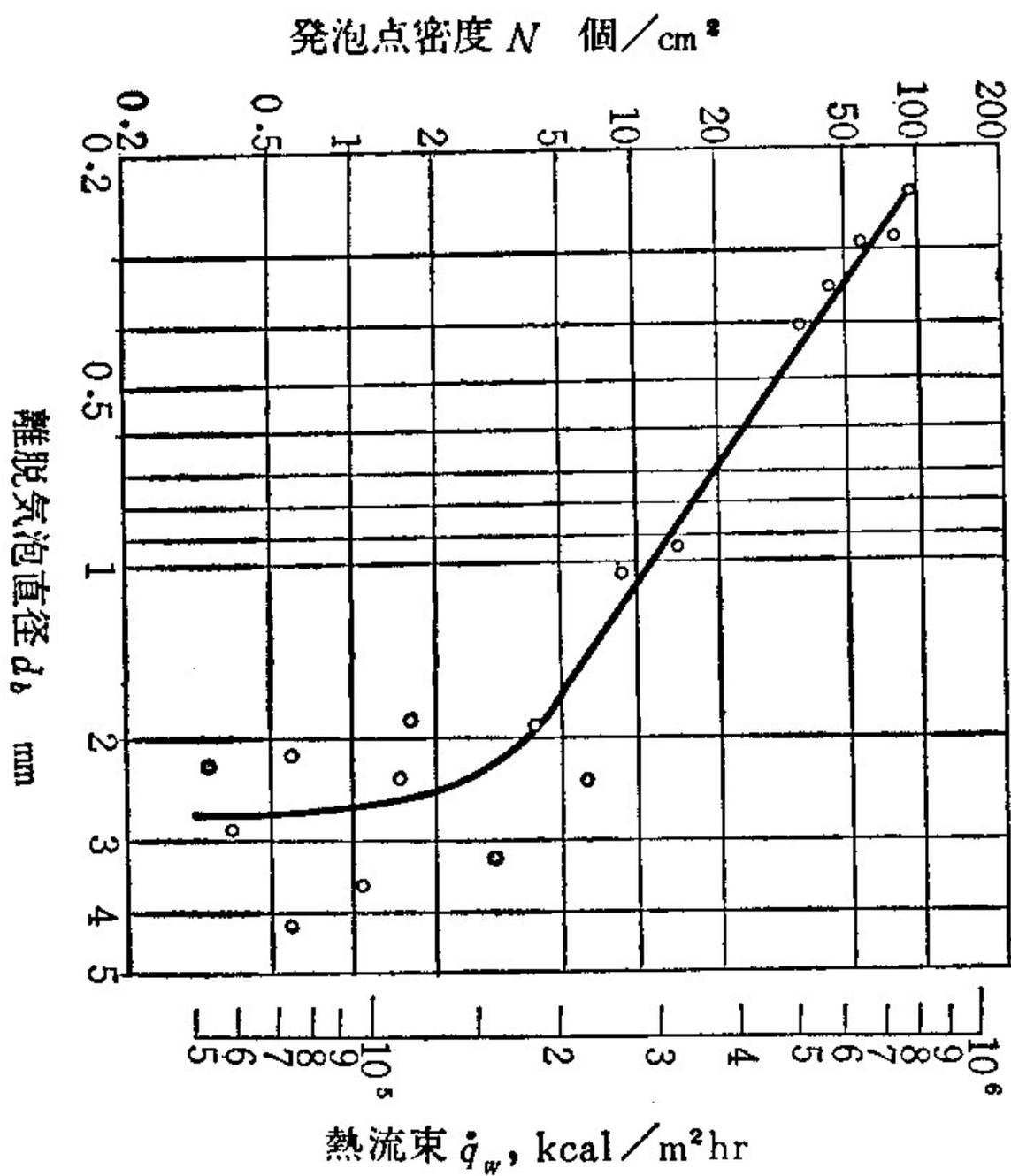
# 気泡の離脱

気泡の成長速度の影響（気泡を押しつける力）

$$d_b = 0.0209\phi \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}} \left( 1 + 34.25 \frac{dr}{dt} \right) \quad \frac{dr}{dt} : \text{m/s}$$

熱流束増加 → 発泡点密度増加

気泡間の干渉 → 離脱気泡径は減少



# 気泡射出頻度と離脱気泡径

気泡の休止期間 $t_w$ , 生長期間 $t_g$

気泡射出頻度(気泡核からの単位時間あたりに発生する気泡数) $f$

$$f=1/(t_w+t_g)$$

離脱気泡径が大きいと成長にも時間がかかり、過熱液層が形成される時間も長い

気泡射出頻度は離脱気泡径に反比例

$$fd_b=\text{constant} \quad (0.1\text{m/s程度)}$$

# 気泡射出頻度と離脱気泡径

より精密な関係

$fd_b$  は熱流束とともに増加の傾向

関係する物理量  $f, d_b, g, \sigma, \rho_L - \rho_V, \rho_L$  に関して次元解析

$F(x) = aX^c$  の時

$$\frac{d_b}{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}}} = F \left( \frac{d_b}{\sqrt[3]{\frac{\sigma}{f^3 \rho_L}}} \right) \quad d_b = B \left( \frac{f^2 \rho_L d_b^3}{\sigma} \right)^n \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}}$$

$n=0$  は Fritz の式、より精密な実験式  $n=1/2$ ,  $B=1.78$

$$fd_b^{1/2} = 0.56 \sqrt{g(\rho_L - \rho_V) / \rho_L} \approx 0.56 \sqrt{g} = 0.0555 \text{ m}^{1/2} / \text{s}$$

# 気泡射出頻度と離脱気泡径

## 干渉領域

浮力の影響が次第に小さくなる

重力加速度の影響が小さくなる

$$d_b = B \left( \frac{f^2 \rho_L d_b^3}{\sigma} \right)^n \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_v)}}$$

の式で重力加速度の影響を取り除けば

$$\frac{f^2 \rho_L d_b^3}{\sigma} = \text{const.} \quad f d_b^{3/2} = \text{const.} \sqrt{\sigma / \rho_L}$$

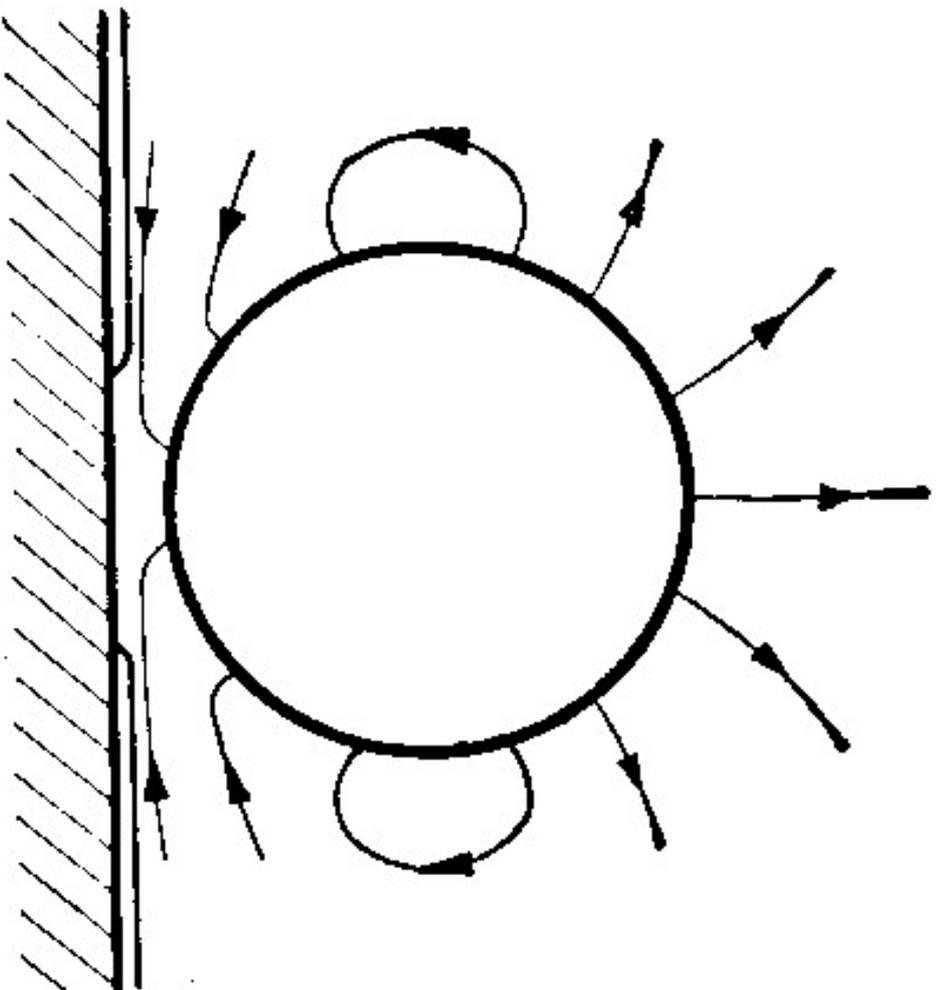
# 過熱液層の厚さ

## 気泡が離脱

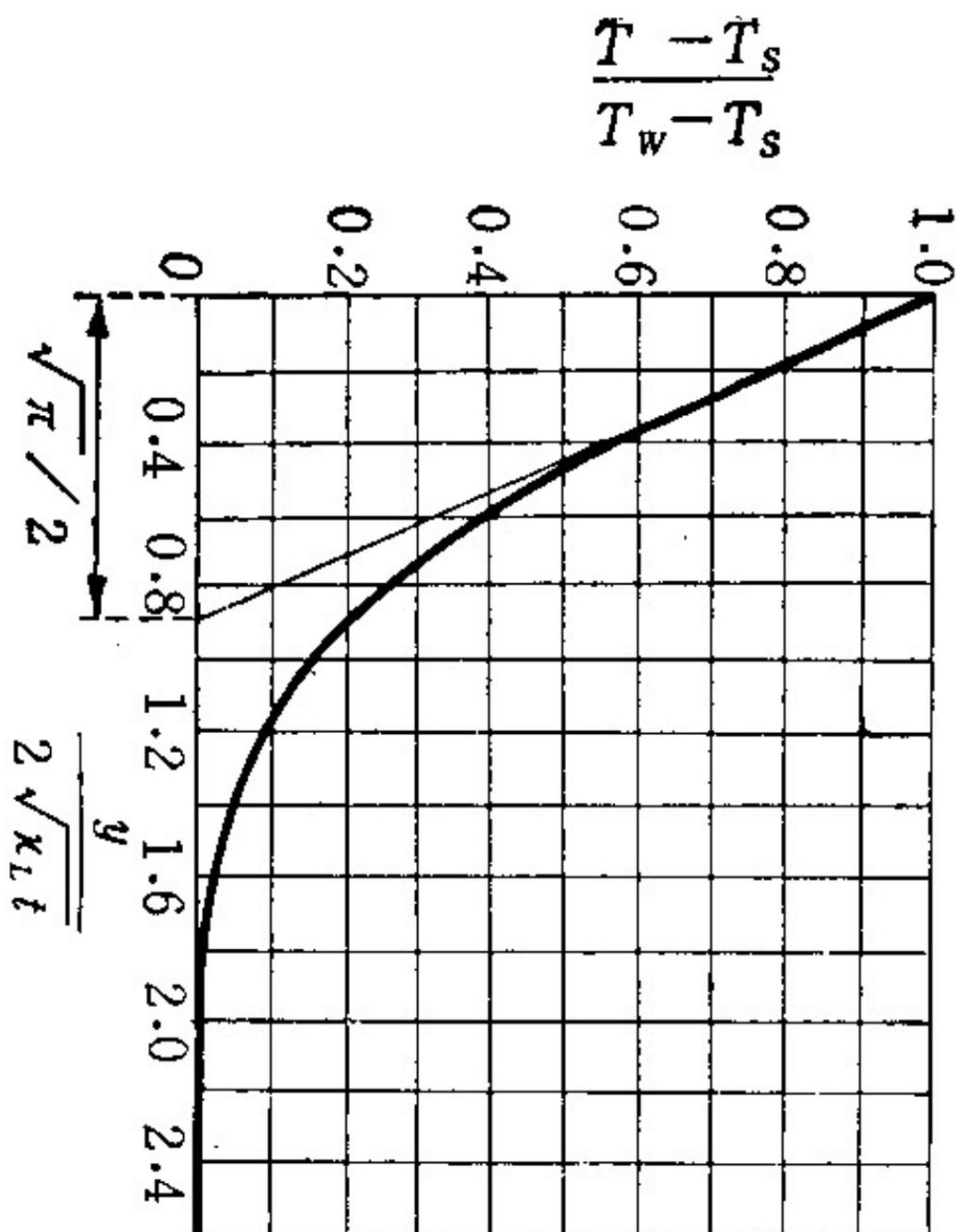
そのあとに周囲の飽和温度の液体が流れ込む  
気泡の休止期に壁面で過熱される  
過渡熱伝導と仮定する

$$y/(2\sqrt{k_L t}) = \sqrt{\pi}/2 \quad \frac{T - T_s}{T_w - T_s} = \operatorname{erfc}\left(\frac{y}{2\sqrt{k_L t}}\right)$$

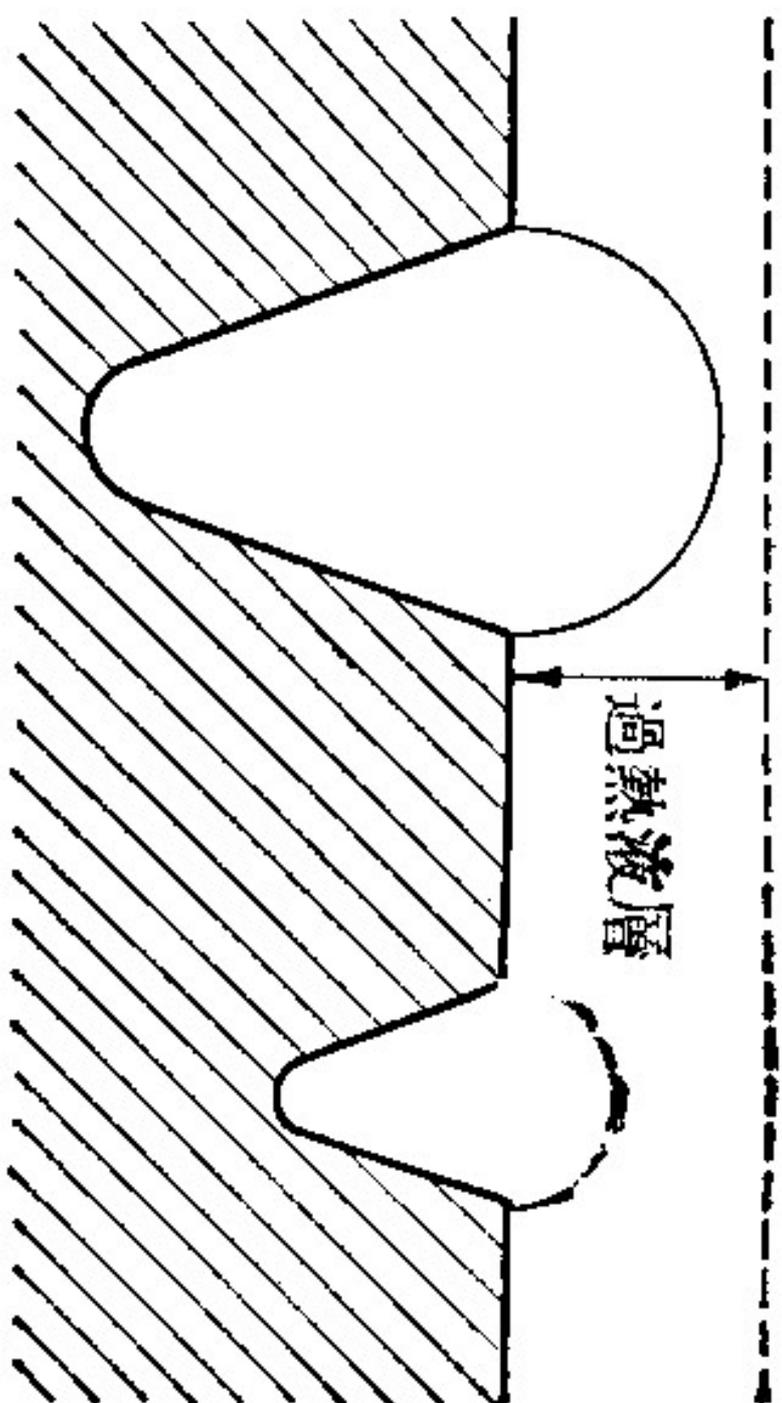
気泡発生周期1/35sec( $f=35$ )休止期間1/70secとすれば  
過熱液層の厚さ90ミクロン



15・10 図 気泡離脱と周囲液体  
の流動



15.11 図 伝熱面に接する液層内の温度分布



15・12 図 大小の気泡核と過熱液層

# 核沸騰の限界

熱流束がある値を超えると、突然伝熱面温度が上昇し、伝熱面が焼損する——バーンアウト、DNB

発生蒸気が上昇、液体が下降。

蒸気発生量がある値を得ると液体の下降が妨げられて、伝熱面が蒸気で覆われる。

$$\frac{q_c}{H_{fg}\rho_v} \left/ \left[ \frac{\sigma(\rho_L - \rho_v)g}{\rho_v^2} \right]^{1/4} \right. = 0.16$$

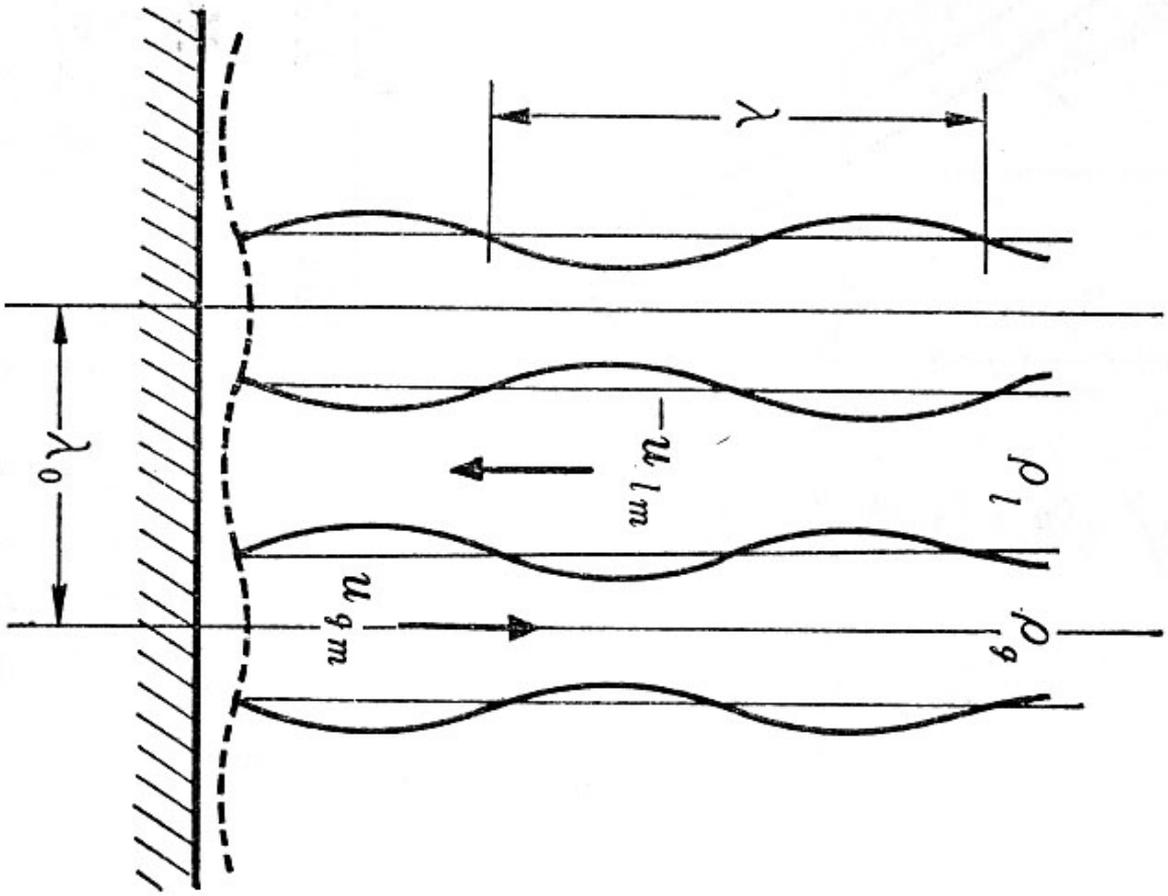


図 5.21 ナール沸騰の遷移

# 核沸騰の限界

粘性の影響

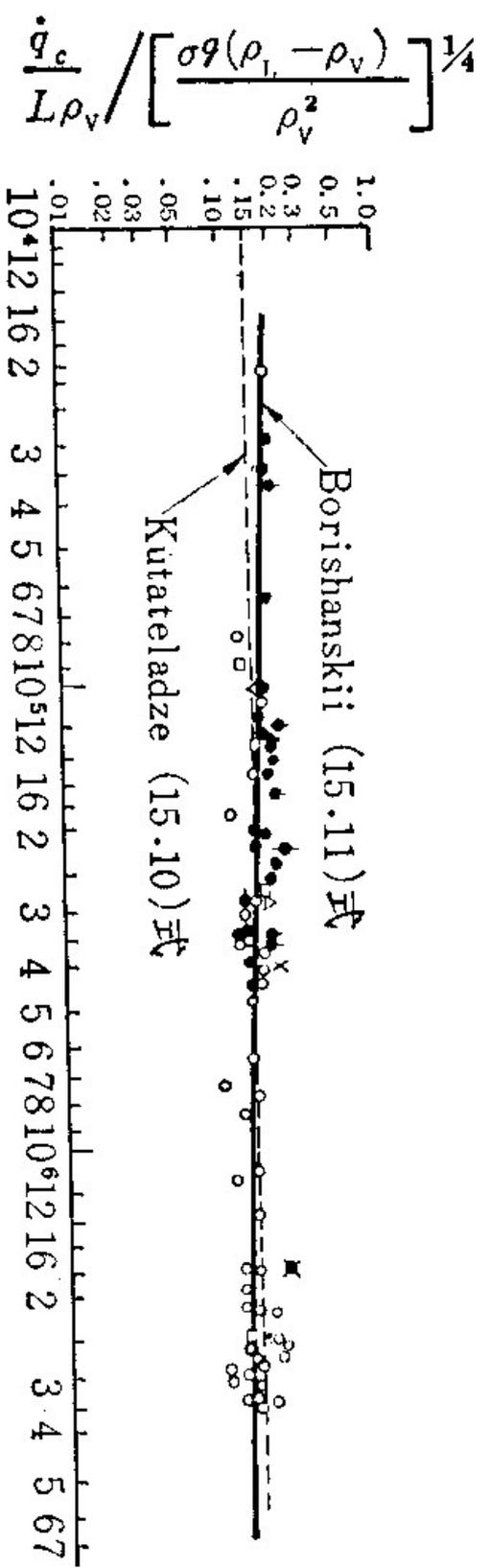
Borishanskiiの式

$$\frac{q_c}{H_{fg}\rho_v} \left[ \frac{\sigma(\rho_L - \rho_v)g}{\rho_v^2} \right]^{1/4} = 0.13 + 4 \left[ \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_v)}} \left/ \left( \frac{\rho_L v_L^2}{\sigma} \right) \right. \right]^{-0.4}$$

重力加速度の影響

$$q_c \propto g^{1/4}$$

実験  $q_c \propto g^{1/4}$  (低重力)  $q_c \propto g^{0.273}$  (高重力)



15.13 図 バーンアウト熱流束  $q_c$  の実験 (水, エチルアルコール, ブロミン, ベンタン, ヘキサン, ペンゼン) との比較

$$\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}} / \left( \frac{\rho_L \nu L^2}{\sigma} \right)$$

# 核沸騰の限界

相関式の物理的な意味

ウェーバー数(気泡や液滴の安定性に関する無次元数)

$$We \equiv \frac{\rho L u^2}{\sigma}$$

$$\frac{q_c}{H_{fg} \rho_V} \left/ \left[ \frac{\sigma (\rho_L - \rho_V) g}{\rho_V^2} \right]^{1/4} \right. = 0.16$$

$$\left[ \frac{\rho_V \left( \frac{q_c}{H_{fg} \rho_V} \right)^2 \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}}}{\sigma} \right]^{1/2} = 0.16$$

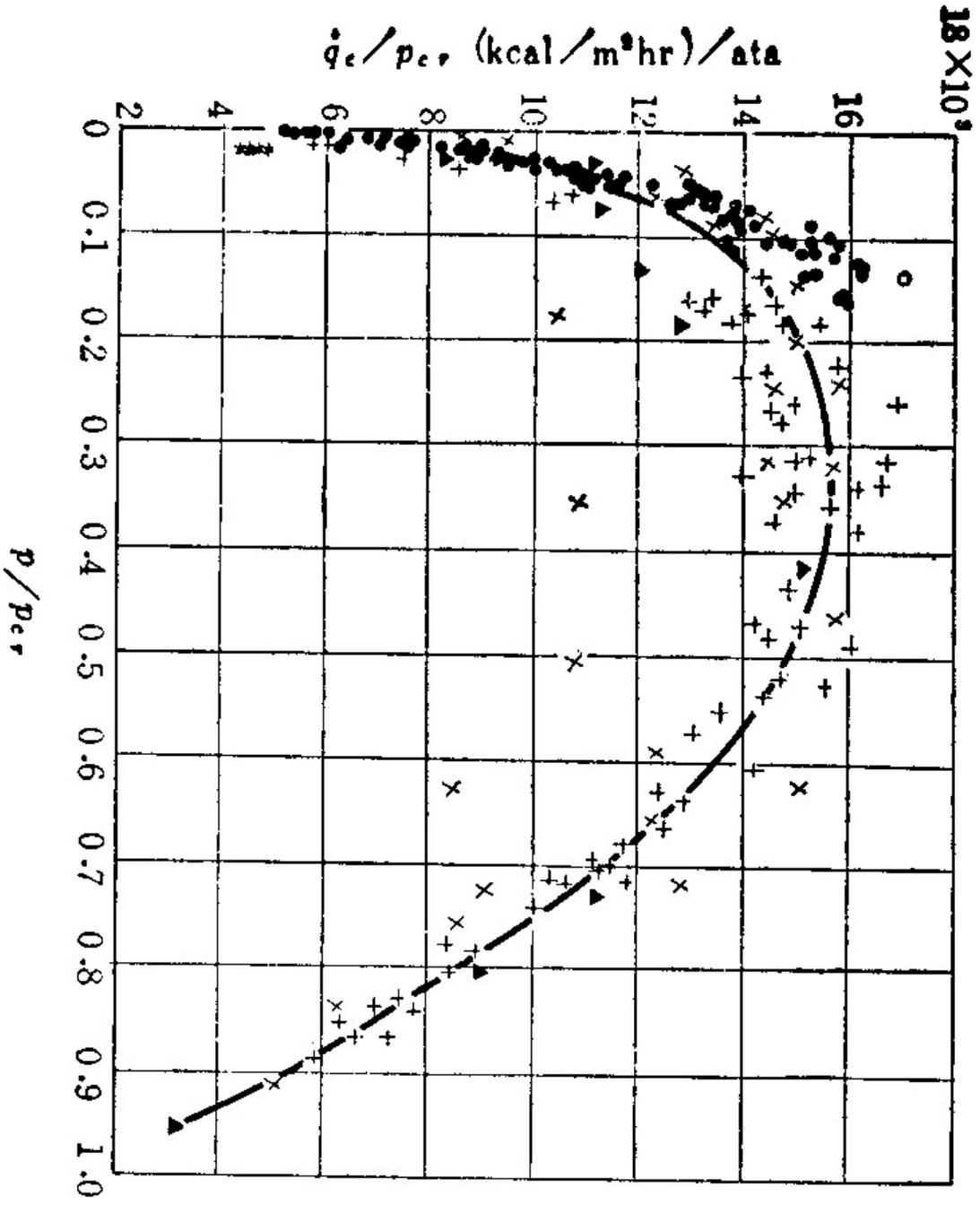
# 核沸騰の限界

圧力と共に増加し70気圧で最大になる

低圧では  $q_c \propto \sqrt{\rho_v}$       高圧では  $q_c \rightarrow 0$

サブクール度の影響

$$\frac{q_{c,\text{sub}}}{q_c} = 1 + 5.30 \left( \frac{\rho_L}{\rho_v} \right)^{3/4} \left[ \left( \frac{\rho_L k_L^2}{\sigma} \right) / \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_v)}} \right]^{1/4} \frac{c_{\text{PL}} (T_s - T_L)}{H_{\text{fg}}}$$



15.14 図 圧力によるパーソニアウト熱流束の変化  
 (+ 95%エチルアルコール, \* 四塩化炭素, )  
 (● 水, ▲ エチルアルコール, × 水)

# 核沸騰の限界

沸騰に関する種々の特性物理量

$\frac{q_c}{H_{fg}\rho_V}$  換算蒸気速度  
レイノルズ数

$$\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}}$$

ラプラス長さ

$$Re \equiv \frac{q_c}{H_{fg}\rho_V v_L} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}}$$

グラスホフ数

$$Gr \equiv \frac{g}{v_L^2} \left( \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}} \right)^3 \frac{\rho_L - \rho_V}{\rho_V} = \left( \frac{\rho_L}{\rho_V} \right) \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}} \left( \frac{\rho_L v_L^2}{\sigma} \right)$$

15.1 表 各種の特性項と次元

(I) $\sigma$ を含むもの	$\frac{\sigma}{J\rho vL}$	(長さ)	(III) $\sigma$ と $f$ を含むもの	$\sqrt[3]{\frac{\sigma}{f^2\rho L}}$	(長さ)	
	$\frac{\rho L v L^2}{\sigma}$	(長さ)		(IV) $\dot{q}_w$ を含むもの	$\frac{\dot{q}_w}{L\rho v}$	(速度)
	$\frac{\rho L v L^2}{\sigma}$	(長さ)			$\rho v \left( \frac{\dot{q}_w}{L\rho v} \right)^2$	(動圧)
(II) $\sigma$ と $g(\rho_L - \rho_v)$ を含むもの	$\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_v)}}$	(長さ)	(V) 無次元のもの	$\frac{\rho v}{\rho_L}, \frac{\rho_L - \rho_v}{\rho_L}$		
	$\sqrt[4]{\frac{\sigma g(\rho_L - \rho_v)}{\rho v^2}}$	(速度)		$\frac{c_{pL} T_s}{L}, \frac{c_{pL}(T_w - T_s)}{L}$		
	$\sqrt{\sigma g(\rho_L - \rho_v)}$	(圧力)		$\frac{T_s}{T_w - T_s}$		

# 核沸騰の限界

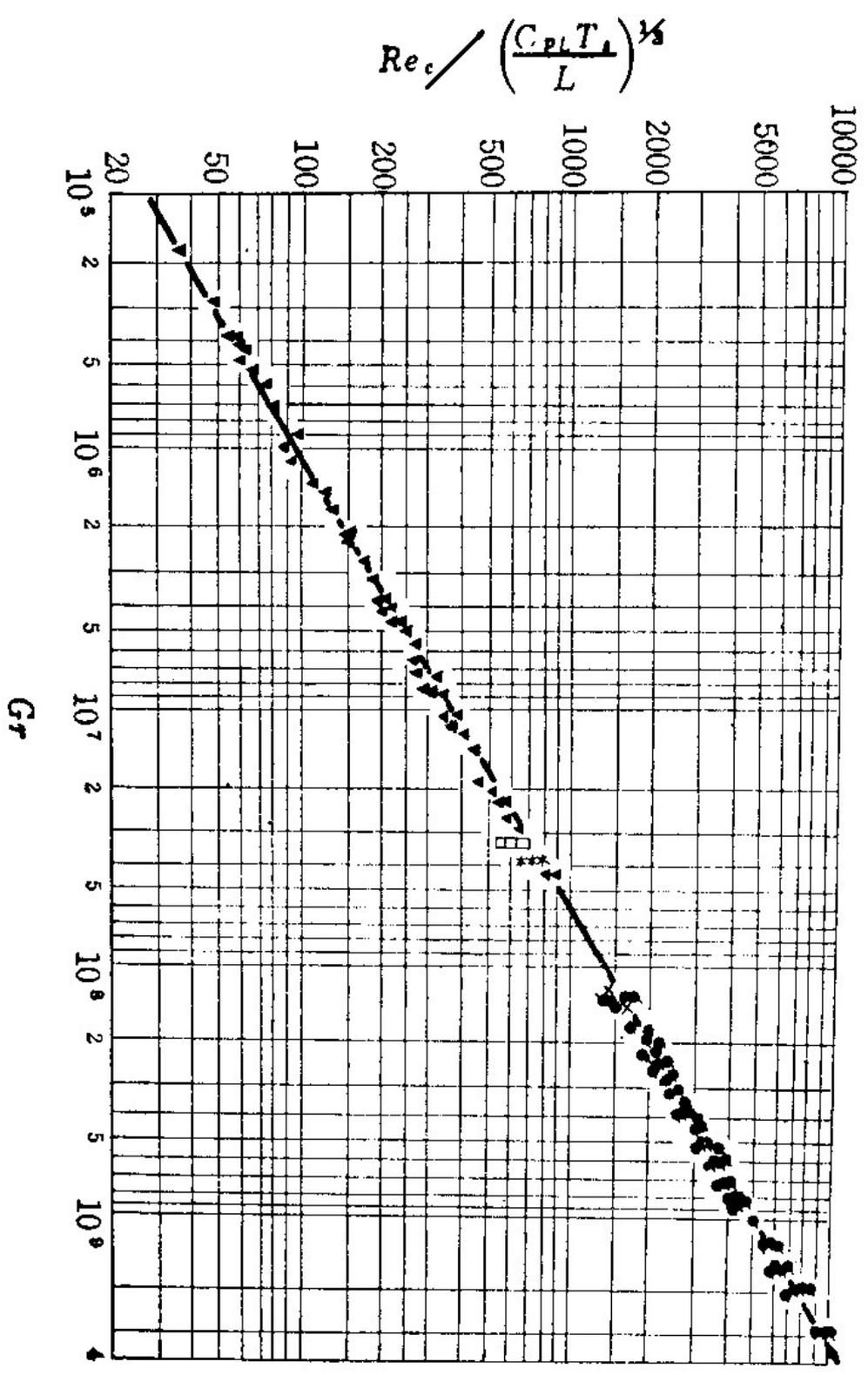
Kutateladzeの式  $Re_c = 0.16 Gr^{0.5}$

Borishanskiiの式

$$Re_c = \left[ 0.13 + \frac{4}{\left( \frac{\rho_v}{\rho_L} Gr \right)^{0.4}} \right] Gr^{0.5}$$

Morozovの式

$$Re_c = 0.0365 \left[ \frac{c_{PL} T_s}{H_{fg}} \right]^{1/3} Gr^{0.57}$$



15.15 図 ヒートパイプ熱流束  $q_0$  の実験 (水, 95%エチルアルコール, メチルアルコール, 四塩化炭素, プロピルアルコール) の整理

# 核沸騰熱伝達

## 核沸騰熱伝達

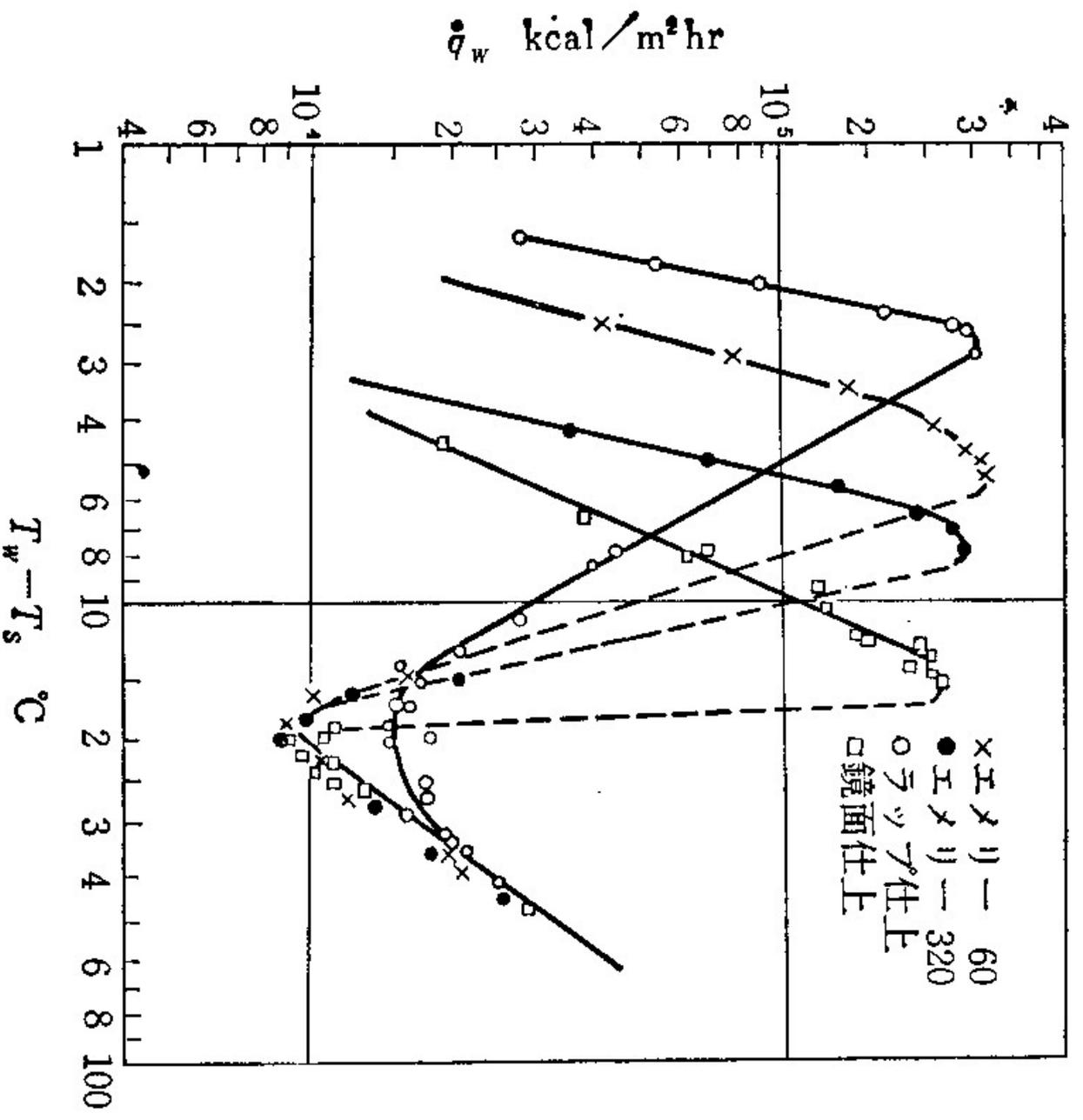
伝熱面の核生成特性(表面性状)——キャビティの大きさや分布、溶存空気、面の汚れ、接触角、沸騰中のキャビティへの不純物析出、酸化等

表面状態を変える——核沸騰熱伝達も変わる

表面荒さを人為的に変える

表面荒さが荒い——沸騰熱伝達係数が大きい

研磨材——沸騰核となる



15.16 図 水平銅板上のペンタソンのプール沸騰に対する表面仕上の影響 (バーソウト熱流束および膜沸騰)

ペンタソンの熱流束と膜沸騰の温度差の関係

# 核沸騰熱伝達の機構

## 沸騰気泡の生成、離脱

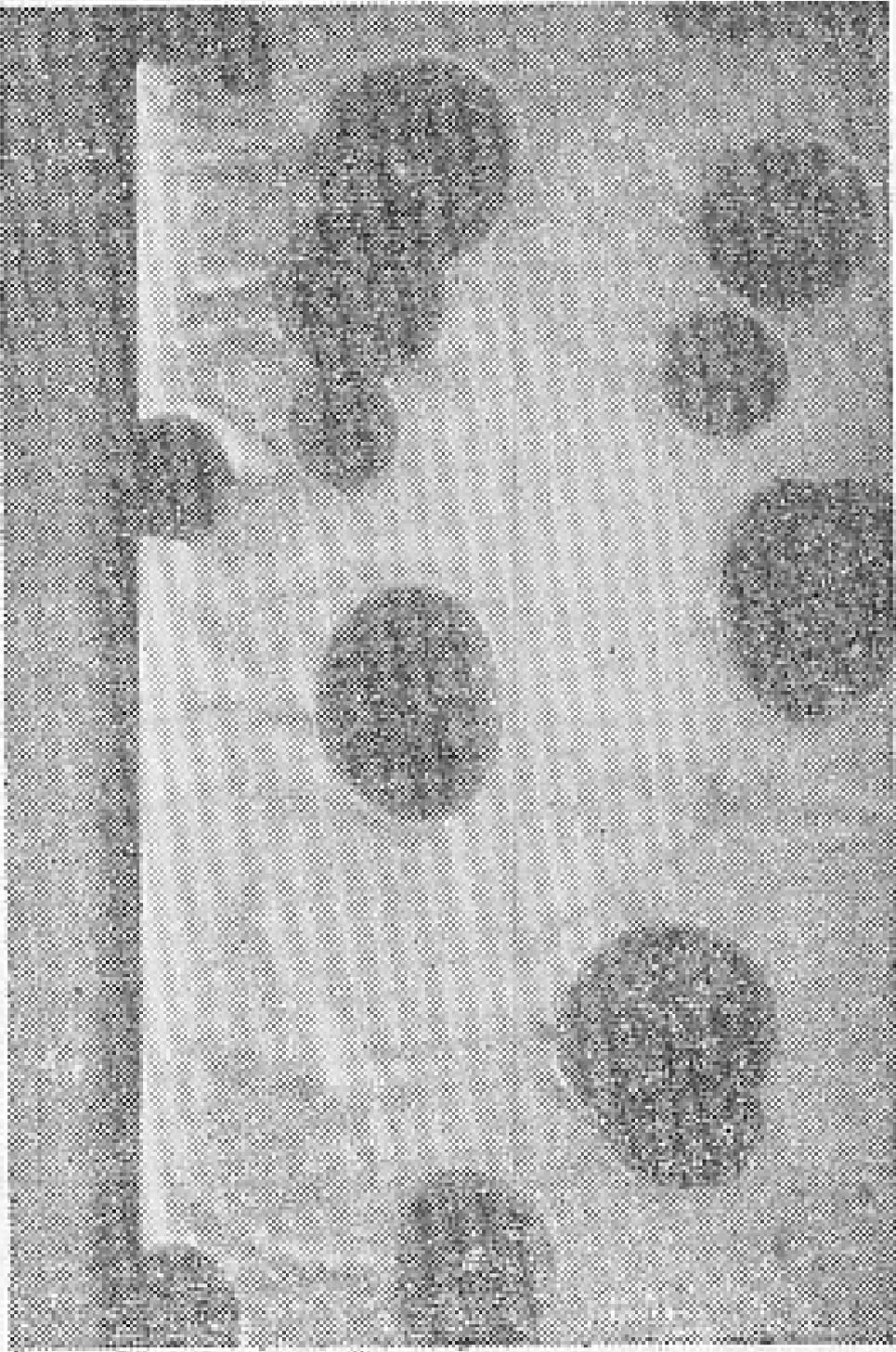
相変化による潜熱の輸送

気泡の成長、離脱に伴う液相の流れ

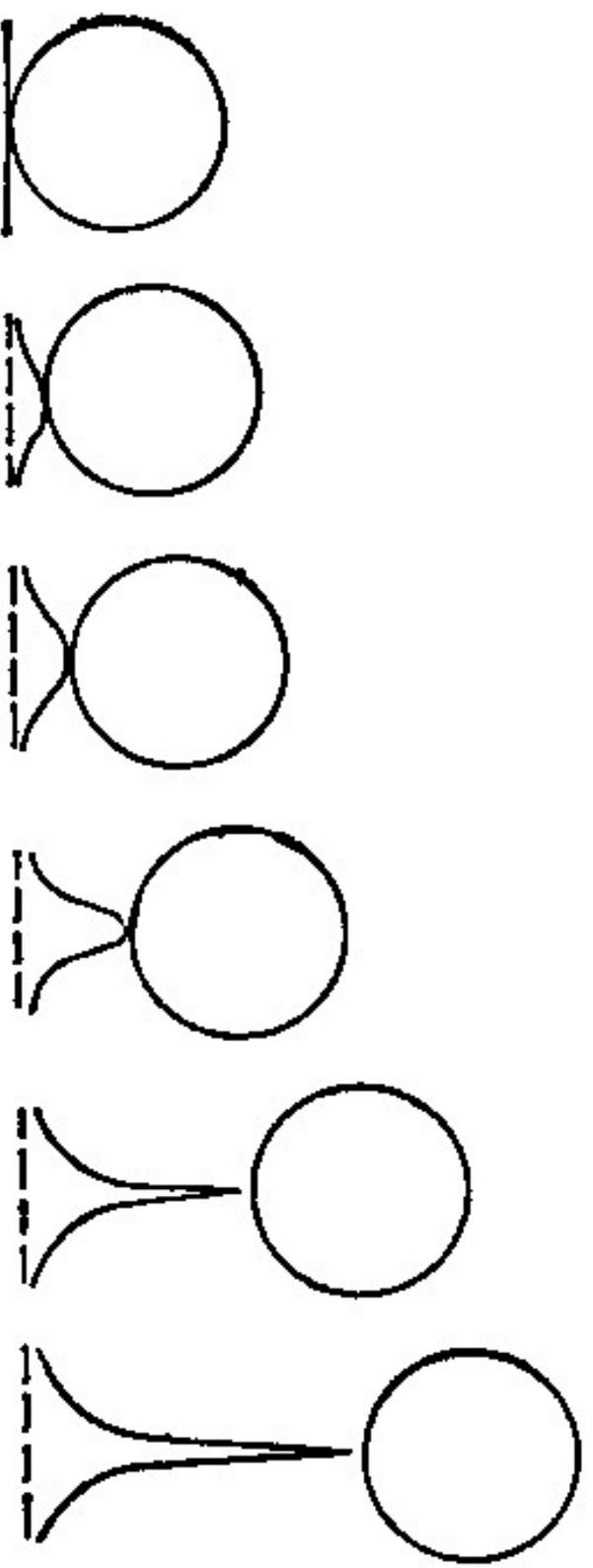
伝熱面近くの過熱液相が入れ替わる

気泡による乱流混合、対流伝熱の促進

核沸騰熱伝達が单相流の熱伝達に比べて極めて大きな値を示すのは対流熱伝達の増進による。



15・17 図 沸騰のシュリーレン写真 (孤立気泡領域)



15・18 図 気泡上昇に伴つて生ずる過熱液の対流

# 過熱液相の厚さ

伝熱面の近傍には数十ミクロンオーダーの過熱液相ができる

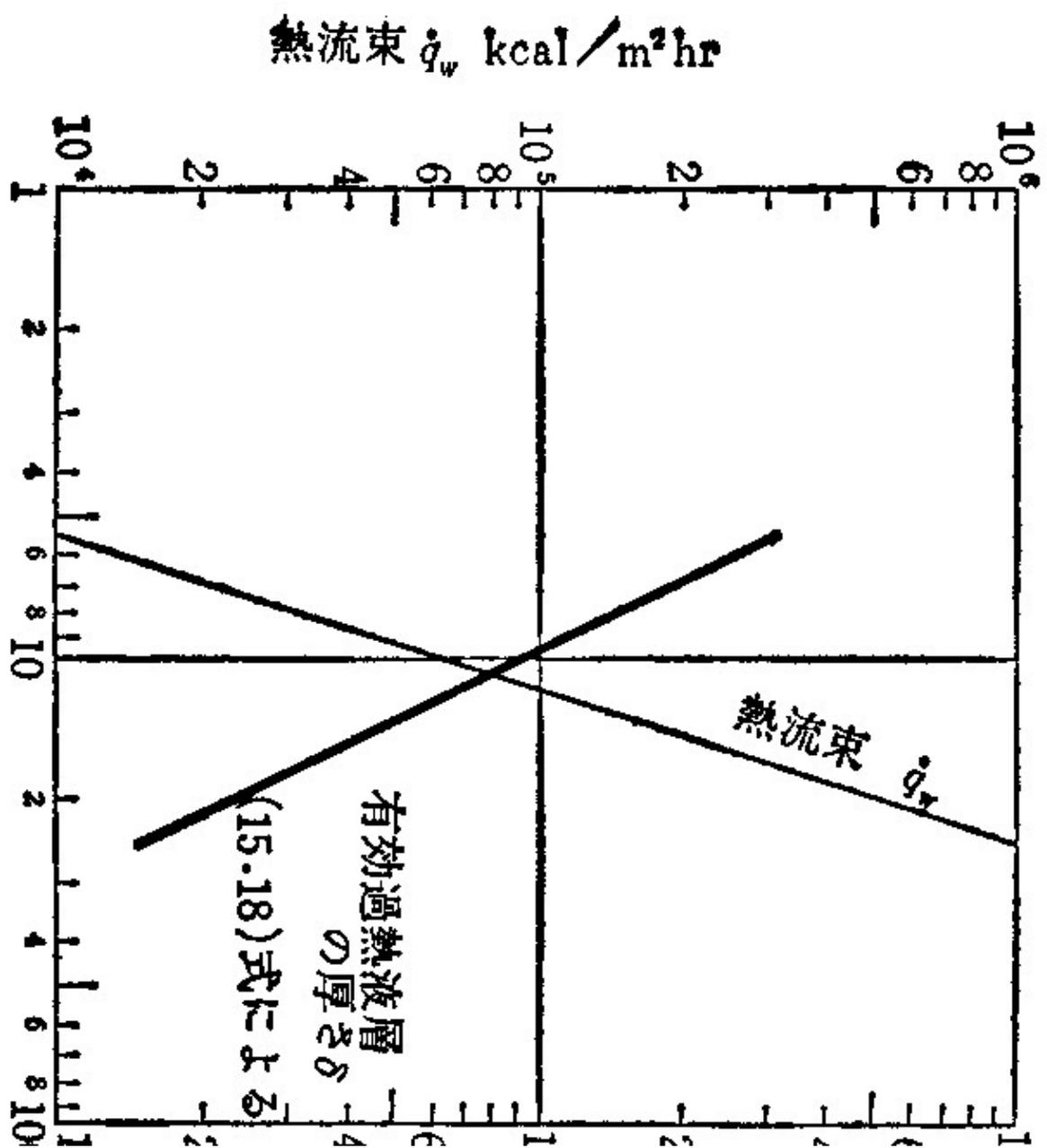
この間に $T_w$ から $T_s$ までの温度差が生じる

これによる熱伝導による熱流束

$$q_w = \lambda_L \frac{T_w - T_s}{\delta} \qquad \delta = \lambda_L \frac{T_w - T_s}{q_w}$$

この式と核沸騰熱伝達の式から過熱液相厚さを大まかに見積もられる———100ミクロン程度

熱伝導から計算した値———120ミクロンほぼ同程度



15.19 図 大気圧の水の核沸騰

# 核沸騰熱伝達の大まかな機構

## 孤立気泡領域

蒸発潜熱による熱輸送———小さい

## 気泡による過熱液相の交換

過熱液相が薄いのと発泡点密度が小さいので小さい

## 最大の寄与

気泡の生成離脱による激しい流体の攪乱により過熱液相が非常に薄く保たれる

## 干渉領域

気泡下部の薄膜が急速に蒸発する———薄膜蒸発機構

# 核沸騰熱伝達の整理式

実験データは伝熱面表面性状により大きくばらつく

理論的な解析は極めて困難

原理的には伝熱面性状、気泡の成長、離脱機構、気泡による伝熱促進等の解析より理論的な予測は可能だが、現状では不可能

実験データを無次元数で整理した相関式が多数存在する

式の形は大きく異なっても近い値を与える

# 核沸騰熱伝達の整理式

## Kutateladzeの式

$$\frac{q_w}{T_w - T_s} \frac{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}}}{\lambda_L} = 7.0 \times 10^{-4} \left[ \frac{q_w}{H_{fg} \rho_V} \frac{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}}}{v_L} \right]^{0.7} \text{Pr}_L^{0.35} \left( \frac{p}{\sqrt{\sigma g(\rho_L - \rho_V)}} \right)^{0.7}$$

## 西川、山島の式

$$\frac{q_w}{T_w - T_s} \frac{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}}}{\lambda_L} = 8.0 \left[ \frac{q_w}{H_{fg} \rho_V} \frac{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}}}{v_L} \right]^{1/3} \left( \frac{q_w}{B^2 C} \right)^{1/3} \text{Pr}_L^{1/3} \left( \frac{p}{p_a} \right)^{2/3}$$

$B=900(1/m)$   $C=1.699\text{kcal/hr}$   $p_a$  大気圧

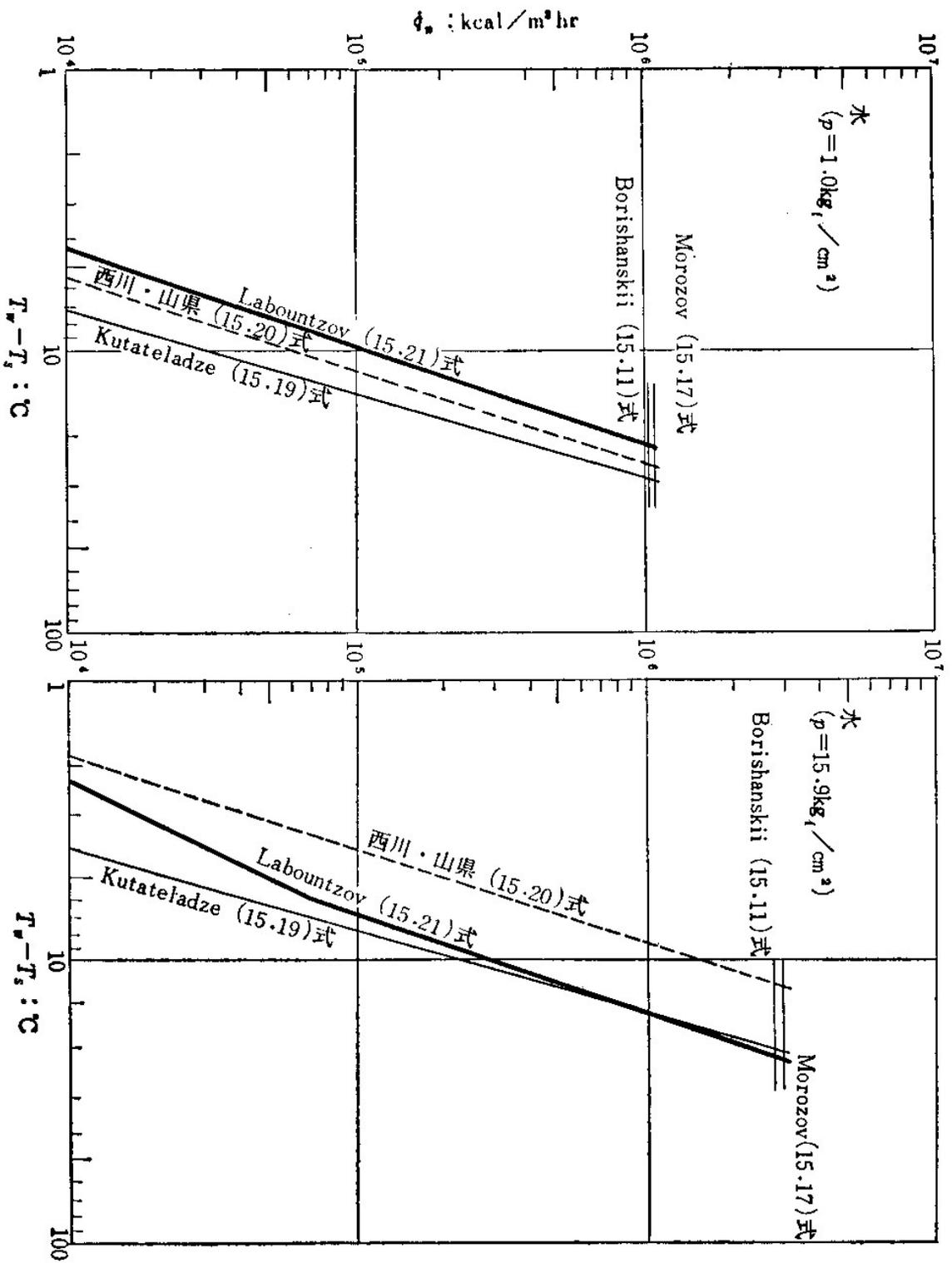
# 核沸騰熱伝達の整理式

## Labountzovの式

$$\frac{q_w}{H_{fg}\rho_V} \frac{\ell_2}{v_L} < 10^{-2} \quad \Rightarrow \quad \frac{q_w}{T_w - T_s} \frac{\ell_2}{\lambda_L} = 0.0625 \left[ \frac{q_w}{H_{fg}\rho_V} \frac{\ell_2}{v_L} \right]^{0.5} \text{Pr}_L^{1/3}$$

$$\frac{q_w}{H_{fg}\rho_V} \frac{\ell_2}{v_L} > 10^{-2} \quad \Rightarrow \quad \frac{q_w}{T_w - T_s} \frac{\ell_2}{\lambda_L} = 0.125 \left[ \frac{q_w}{H_{fg}\rho_V} \frac{\ell_2}{v_L} \right]^{0.65} \text{Pr}_L^{1/3}$$

$$\ell_2 = \left( \frac{c_{pL} T_s}{H_{fg}} \right) \left( \frac{\rho_L}{\rho_V} \right) \left( \frac{\sigma}{\rho_V H_{fg}} \right)$$



15.20 図 核沸騰整理式の比較 (標準重力加速度の場における)

# 各式の比較と物理的意味

Kutateladzeの式、西川、山本の式

$$\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_v)}}$$

気泡径 (Fritzの式) と関係

気泡発泡点密度  $N$  —— 熱流束  $q_w$  と圧力 と関係

これらのパラメータを式の中に含む

Labountzovの式の  $\ell_2$  の解釈

過熱液相の厚さをその過熱度における熱平衡  
気泡径の程度とする

$$r_0 = 2 \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_L}\right) \frac{\sigma}{\rho_v H_{fg}} \frac{T_s}{\Delta T}$$

# 各式の比較と物理的意味

この過熱液相の保有過熱エネルギー  $c_{PL}(T_w - T_s)$  が蒸気にかわり過熱液相を膨張させるとその体積増加は

$$1 + \frac{c_{PL}(T_w - T_s)}{H_{fg}} \frac{\rho_L}{\rho_v} \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_L}\right)$$

第2項が1より遙かに大きいとし  $\rho_L \gg \rho_v$  とすれば、膨張した過液層の厚さは

$$\left(\frac{c_{PL} T_s}{H_{fg}}\right) \left(\frac{\rho_L}{\rho_v}\right) \left(\frac{\sigma}{\rho_v H_{fg}}\right) = \ell_2$$

# 各式の比較と物理的意味

$\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}}$  は圧力によりあまり変化しないが  $l_2$  は大きく変化する

両者の間の近似的な関係

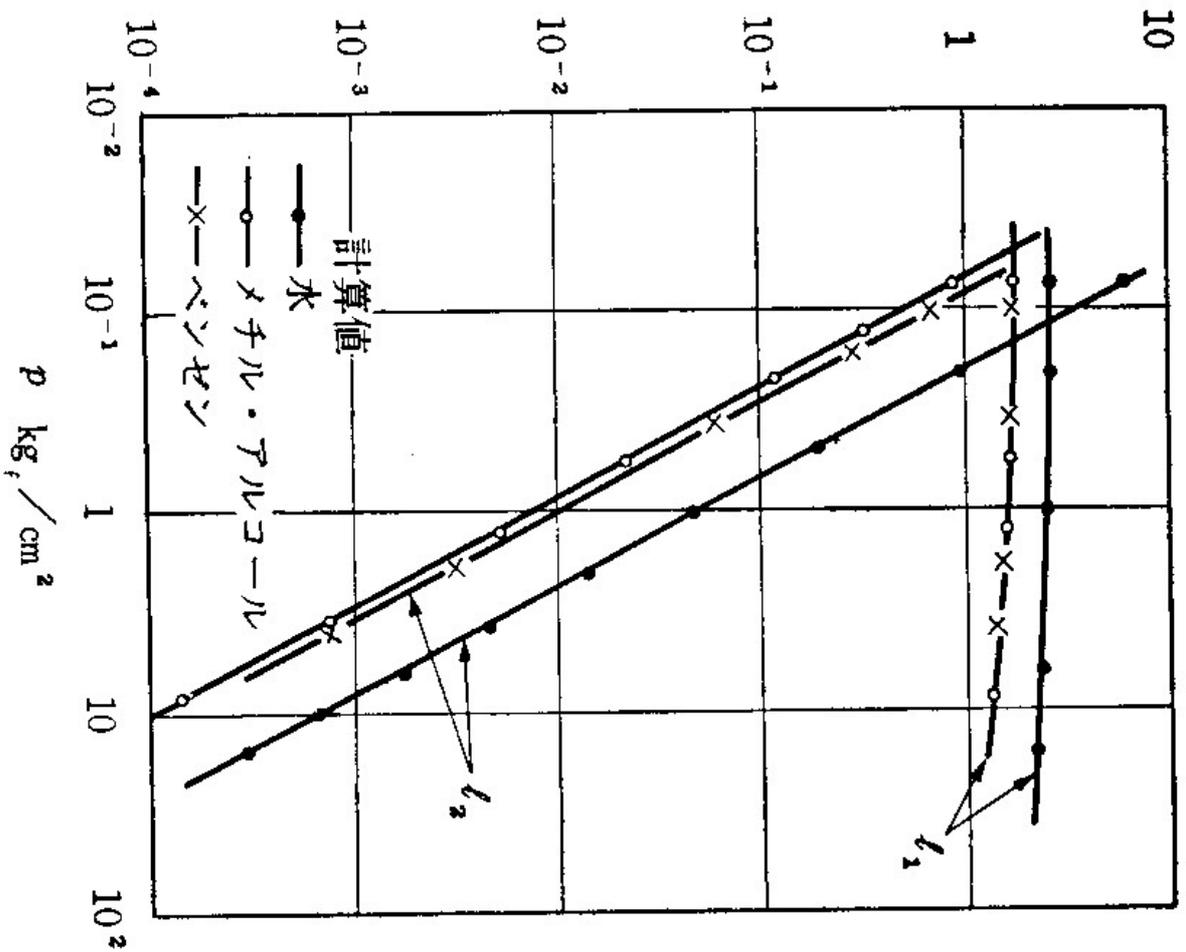
$$l_2 \approx 3.45 \times 10^5 \left( \frac{\sqrt{\sigma g(\rho_L - \rho_V)}}{p_a} \right)^2 \left( \frac{p_a}{p} \right)^{1.85} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}}$$

$$\approx 3.45 \times 10^5 \left( \frac{\sqrt{\sigma g(\rho_L - \rho_V)}}{p} \right)^2 \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}}$$

これをLabountzovの式に代入すると

$$\frac{q_w}{T_w - T_s} \frac{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}}}{\lambda_L} = 14.5 \times 10^{-4} \left[ \frac{q_w}{H_{fg} \rho_V} \frac{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}}}{v_L} \right]^{0.65} \text{Pr}_L^{1/3} \left( \frac{p}{\sqrt{\sigma g(\rho_L - \rho_V)}} \right)^{0.7}$$

$l_1$  および  $l_2$  mm



15.21 図 圧力による  $l_1$  と  $l_2$  の変化  
( $l_1$ : 標準重力加速度のもとにおける値)

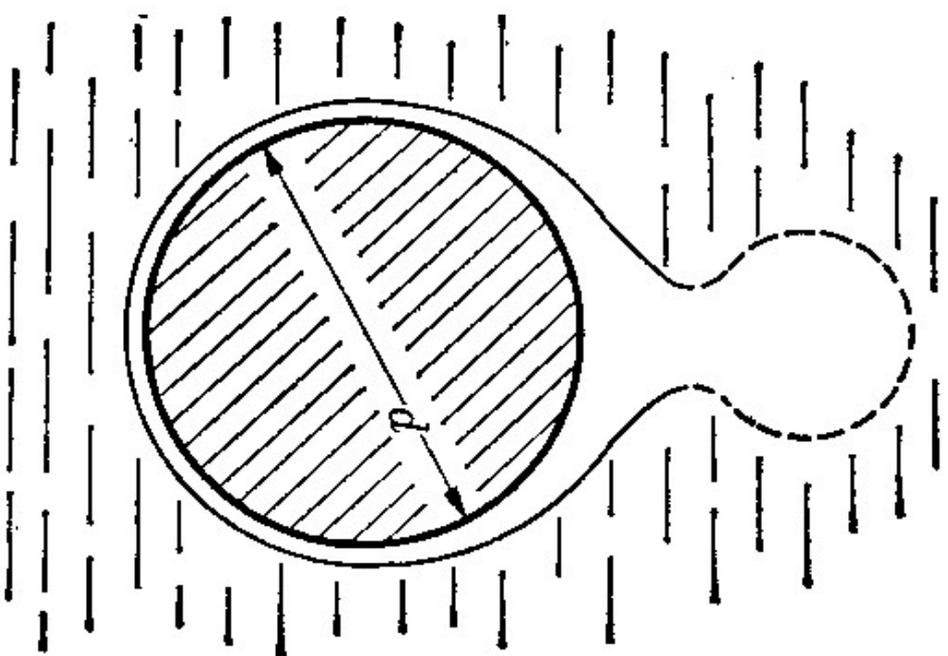
# 膜沸騰

熱流束がバーンアウト熱流束を越え、伝熱面が焼損しない場合には伝熱面は安定な蒸気膜に覆われた沸騰——膜沸騰

この状態から熱流束を下げていくとバーンアウト熱流束以下になっても膜沸騰が持続し最小熱流に到達して初めて核沸騰に瞬間的に遷移する

最小熱流束：蒸気膜の不安定性から理論的に与えられる

$$\frac{q_{\min}}{H_{fg}\rho_V} \left[ \frac{\sigma(\rho_L - \rho_V)g}{\rho_V^2} \right]^{1/4} = 0.09 \sqrt{\frac{\rho_V}{\rho_L + \rho_V}}$$



15.22 図 水平円柱のまわりの膜沸騰

# 膜沸騰熱伝達

水平円柱からの膜沸騰熱伝達

蒸気膜が層流状態で流れていくとして理論解析——凝縮の場合と同様 Bromleyの式

$$\frac{h_{c0}d}{\lambda_v} = C \left[ \left( \frac{d^3 g}{\lambda_v^2} \right) \left( \frac{\rho_L - \rho_v}{\rho_v} \right) \right]^{1/4} \text{Pr}_v^{1/4} \left( \frac{H_{fg}}{c_{pv}(T_w - T_s)} \right)^{1/4}$$

$d$ が6mmから12mm  $C=0.62$

0.1mmから0.6mm  $C$ は30から100%大きい

蒸気膜での熱伝導

$$q_w = \frac{\lambda_v (T_w - T_s)}{\delta} \quad h_{c0} = \frac{\lambda_v}{\delta}$$

# 膜沸騰熱伝達（熱放射の影響）

伝熱面温度が大きくなると放射の影響も考える必要がある。蒸気膜の流れは層流

$$h_c = \frac{\lambda_v}{\delta} \propto \frac{1}{Q_v^{1/3}} \quad h_{c0} = \frac{\lambda_v}{\delta_0} \propto \frac{1}{Q_{v0}^{1/3}}$$

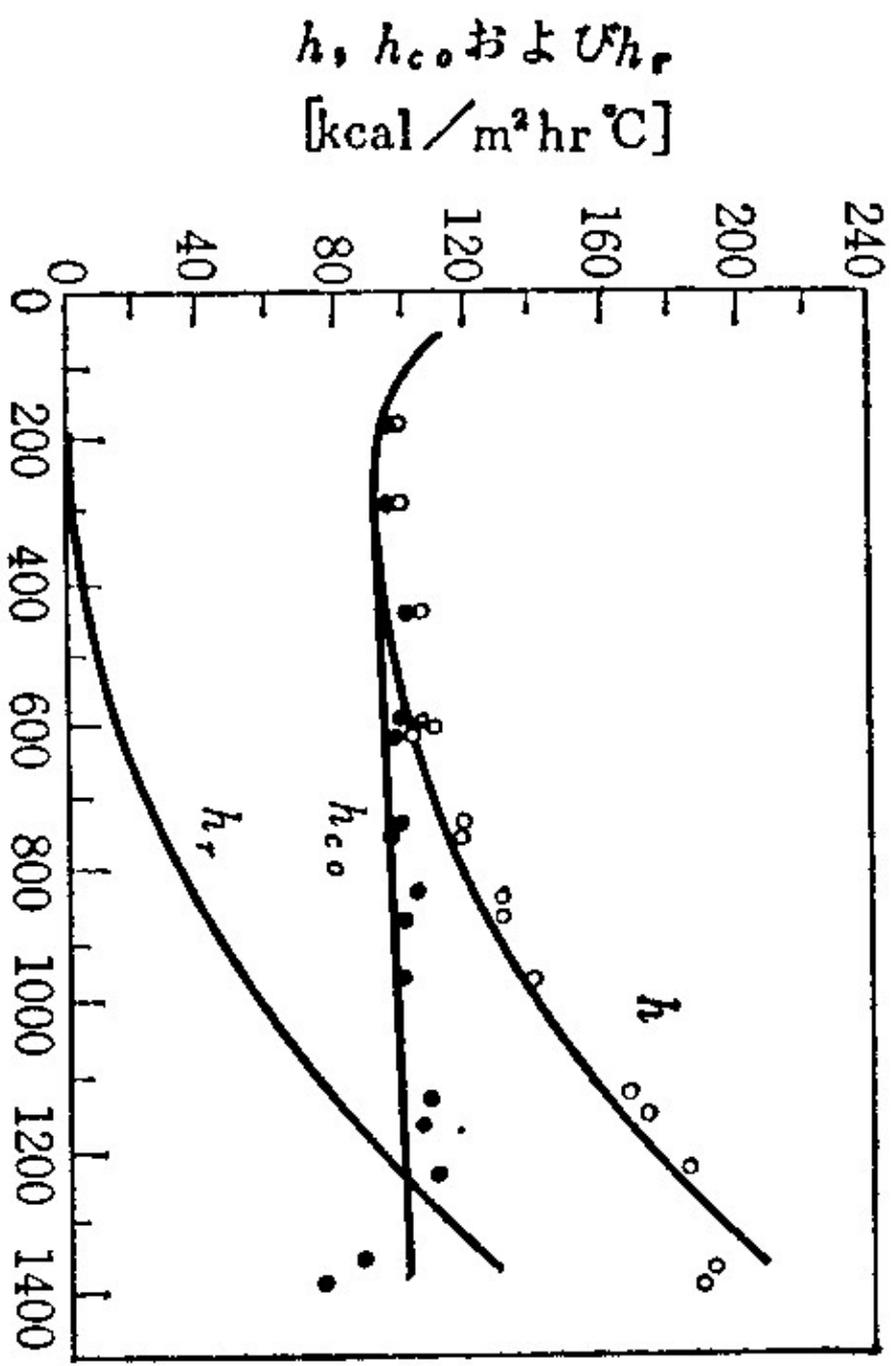
蒸気流量は熱流束に比例

$$Q_v \propto q_v = (h_c + h_r)(T_w - T_s) = h(T_w - T_s) \quad Q_{v0} \propto q_{c0} = h_{c0}(T_w - T_s)$$

放射がある場合の対流熱伝達係数は

$$h_c = h_{c0} \left( \frac{Q_{v0}}{Q_v} \right)^{1/3} = h_{c0} \left( \frac{h_{c0}}{h} \right)^{1/3} \quad h = h_{c0} \left( \frac{h_{c0}}{h} \right)^{1/3} + h_r$$

$$h \cong h_{c0} + \frac{1}{4} h_r \left( 3 + \frac{1}{1 + 2.62 h_{c0} / h_r} \right) \cong h_{c0} + \frac{3}{4} h_r \quad h_r = \varepsilon \sigma \frac{T_w^4 - T_s^4}{T_w - T_s}$$



15.23 図 電気加熱カーボン水平円柱 (直径 8.9mm) のまわりの液体ちっ素の膜沸騰

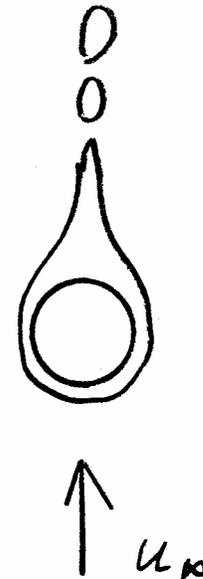
# 円柱に垂直な強制対流

飽和溶液が円柱に $u_\infty$ で流れている場合の  
膜沸騰熱伝達の式

$$u_\infty \geq 2\sqrt{gd}$$

$$h \cong h_{c0} + \frac{7}{8}h_r$$

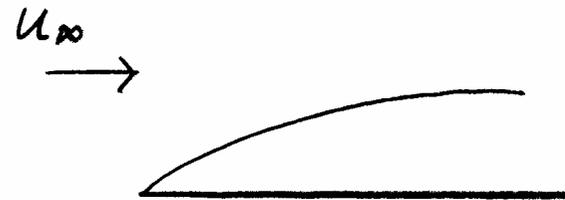
$$\frac{h_{c0}d}{\lambda_v} = 2.7 \sqrt{\frac{u_\infty d}{\nu_v}} \text{Pr}_v^{1/2} \left( \frac{H_{fg}}{c_{pv}(T_w - T_s)} \right)^{1/2}$$



# 平板に平行な強制対流

飽和溶液が平板に平行に $u_\infty$ で流れている場合の膜沸騰熱伝達Cess & Sparrowの式  
前縁から $x$ の位置での熱伝達係数

$$\frac{h_{c0x}}{\lambda_v} = 0.5 \sqrt{\frac{u_\infty x}{\nu_v}} \text{Pr}_v^{1/2} \left( \frac{H_{fg}}{c_{pv} (T_w - T_s)} \right)^{1/2}$$



# 垂直平板および水平平板

垂直平板

$$\frac{h(v_v^2/g)^{1/3}}{\lambda_v} \left( \frac{\rho_v}{\rho_L - \rho_v} \right)^{1/3} = 0.0020 \text{Re}^{0.6}$$

$$\text{Re} = \frac{4\Gamma}{\mu_v}$$

$\Gamma$ は平板上端での蒸気流量,

$$\text{Re} = 800 \sim 5000$$



水平平板 円柱の式でdを  $\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_v)}}$  に置き換え

$$\frac{h_{c0} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_v)}}}{\lambda_v} = C \left[ \left( \frac{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_v)}}^3}{\lambda_v^2} g \right) \left( \frac{\rho_L - \rho_v}{\rho_v} \right) \right]^{1/4} \text{Pr}_v^{1/4} \left( \frac{H_{fg}}{c_{PV}(T_w - T_s)} \right)^{1/4}$$

$$C = 0.425$$



# サブクール膜沸騰

飽和の場合のように理論的な式や簡単な実験相関式はない。

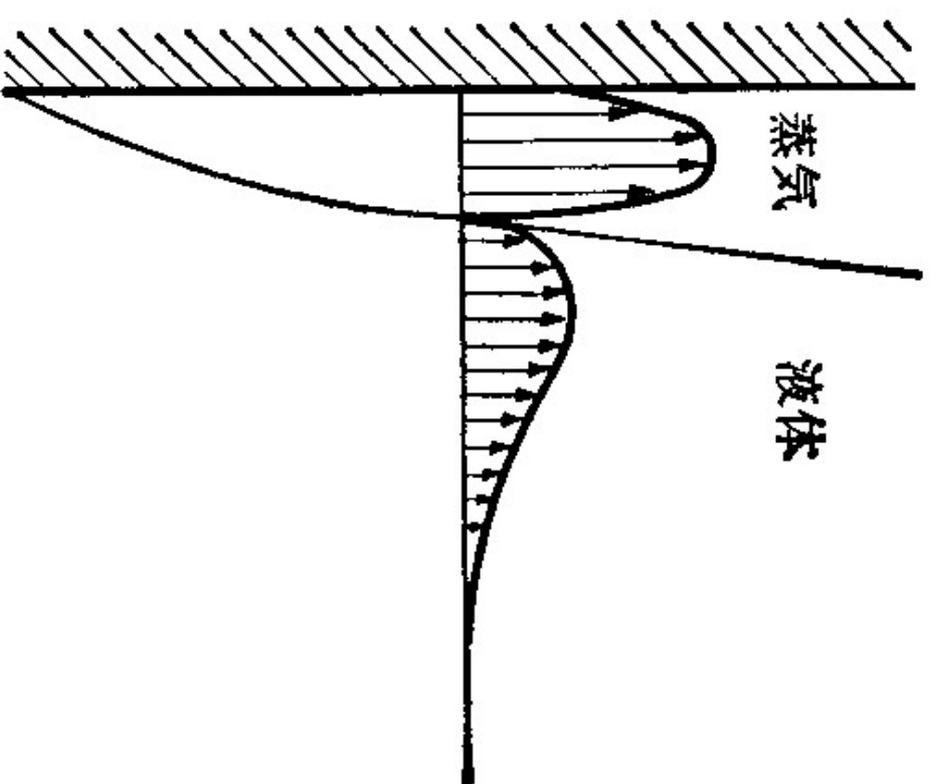
数値解析：発熱体周りの蒸気層、液体層の運動量、エネルギーの保存式を数値的に解く（速度分布を簡単な式で与える——プロフィール法

円柱や垂直平板について解析が行われ、実験と比較

15.2 表 実験と理論の比較

直径 0.8 mm, 伝熱面過熱度  $T_w - T_s = 800^\circ\text{C}$  (水),  $400^\circ\text{C}$  (その他)

液 体	水			アルコール			四塩化炭素		
サザクール温度 ( $T_s - T_\infty$ ) $^\circ\text{C}$	0	20	40	0	20	40	0	20	40
対流熱伝達率 $\frac{\text{kcal}}{\text{m}^2\text{hr}^\circ\text{C}}$									
実験値 $\times \frac{3}{4}$	332	445	610	328	450	—	132	171	—
理論 値	278	415	610	210	298	400	117	171	200



15・24 図 垂直加熱面におけるサ  
 ンクール膜沸騰 (速度分  
 布に対する仮定)

も熱伝達に影響する因子の一

# 高温面上の液滴の挙動

液滴冷却等工業上重要——沸騰伝熱の一形態

大気圧の水

伝熱面の温度110度程度まで

非沸騰：液滴は伝熱面上をぬらし蒸発

110度～160度

核沸騰：液滴は伝熱面上に大きく広がり急速に沸騰し  
消滅

# 高温面上の液滴の挙動

160度～300度

液滴はいくつかに分裂し伝熱面上でダンスをするような挙動

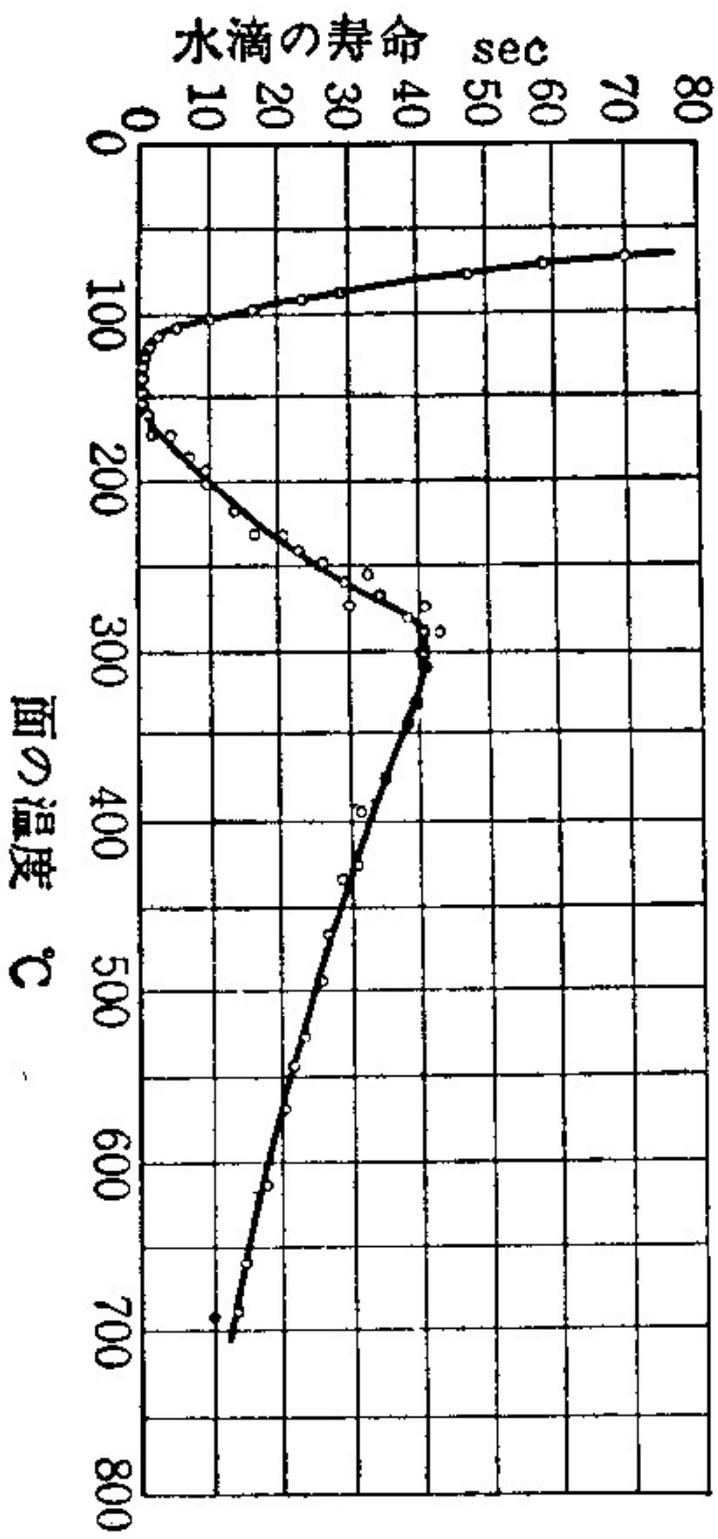
ライデンフロスト現象 — — — 液滴の寿命は伝熱面温度と共に増加

遷移沸騰に似ているが同じではない

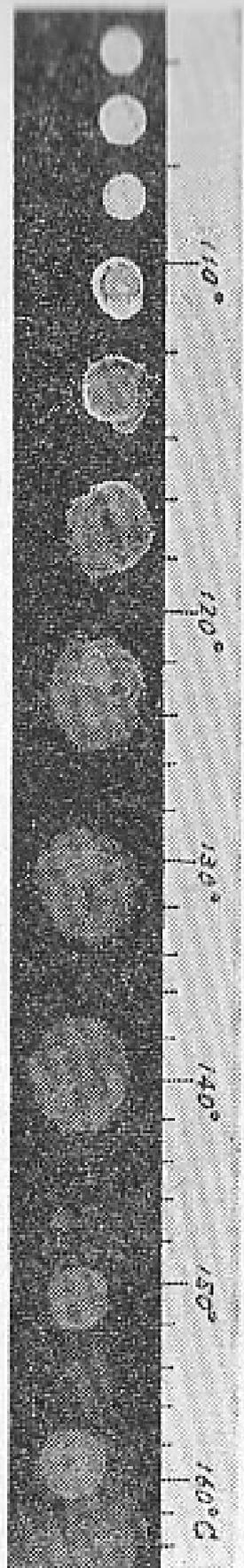
300度以上

液滴は回転楕円体のまま静止 (スフェロイダルステート) — — — — 液滴の寿命は伝熱面温度と共に減少

スフェロイダルステートへの遷移点 — — — ライデンフ



15.25 図 高温面上の水滴 (初期直径 1.88 mm) の寿命



15・26 図 鋼板上においた水滴（硫酸カルシウム溶解）の残す痕跡

# 液体金属の沸騰

ナトリウム、カリウムおよびその合金  
水銀などは比較的低温で沸騰する  
液体金属の場合には、伝熱面をぬらしやすく  
過熱度がかなり大きくなると沸騰しない  
金属の熱伝導度は大きいので自然対流熱  
伝達係数も大きい  
———自然対流から直接膜沸騰に遷移