

甲藤好郎先生ご遺稿  
「沸騰の科学 (5)」  
*Science of Boiling (5)*

甲藤 好郎 (東京大学名誉教授)

*Yoshiro KATTO (Professor Emeritus of The University of Tokyo)*

## 5 核沸騰の限界

### 限界というもの

この世の中で光の速度より速い速度はないと言われます。従って光速は速度の限界ということになります。これは自然界がそういう風に出来ているからであって、それを認める他なく、なぜ光速があらゆる速度のなかで最高速度になるのかといった議論をしてみても意味がありません。

一方これとは違い、背景にいろいろの物理的原因があって、そのためある境界の前後で状況が質的に変わってしまうといった場合がいろいろあります。一例として航空機に普通使われているジェットエンジンを考えてみましょう。このエンジンでは、前方から吸込む空気を圧縮するため沢山の羽根のついた軸流圧縮機が中でまわっています。そしてこの種の圧縮機は一般に、空気の流量が十分あって正常に動く領域と、流量が少なくて激しい振動を引き起こす領域とを持っています。そこでエンジンのスタートの際など空気流量が少ない時、この振動領域に入らないような工夫がされ、それによってエンジンは安全に作動するわけですが、このようにある境界線の前後で状況がまるで違ってしまふような場合、私たちはよく、その境界のことを一方の領域の限界と呼ぶことがあります。そしてこれから本章でお話しようとしている核沸騰の限界も、このような意味合いのものなのです。

### 簡単な実験

さて物体の表面と、それに接して流れる流体との間に、なるべく少ない温度差で、なるべく多量の熱を交換出来る状態ほど、熱伝達の性能が良いということになります。そして、これについて核沸騰、特に「強い核沸騰」は、驚くほど優れた熱伝達性能を持つものなのです。例えば、大気圧、

温度 100°C の飽和水が、温度 120°C の加熱面に触れて沸騰する時、加熱面と飽和水との温度差が僅か 20°C しかないのに、加熱面の面積 1 平方メートルあたり約 1100 キロワットもの熱が水側に伝わります。また圧力が例えば大気圧の約 73 倍の飽和水 (飽和温度約 290°C) の時には、前と同程度に過熱された加熱面から約 4800 キロワットの熱が伝わります。

従ってこのような核沸騰の状態そのままを保ちながら加熱面の温度をあげ、加熱面から伝わる熱の強さをさらに増して行くことが出来れば、比較的低い加熱面温度で実に多量の熱を伝える事が可能になる筈です。そこでこの成否を確かめるため、とりあえず簡単な実験をやってみましょう。すなわち、容器内の飽和水の中に、2本の電極を入れニクロム線を張って、それに流す電流を徐々に増してみます。そうするとニクロム線の上に沸騰が始まり、さらに電流を増して行くと沸騰が盛んになって行きます。しかしそれは何時までも続くものではなく、電流の増加と共にやがてあるところでニクロム線が突然パッと赤熱して焼け切れてしまいます。つまり、この赤熱焼損が起こる直前までは、飽和温度に近い比較的低い温度で優れた沸騰熱伝達を続けていたニクロム線が、ほんの僅か電流を増すと突然、熱伝達の劣化のため非常に高温になり瞬時に焼け切れるという劇的な変化が起こるわけです。

なおニクロム線の代りに、白金線を使うと、同じく高温になりますものの耐熱性があるので焼損だけは避けられます。しかしこの場合、ほとんど白熱状態にまで高温になった白金線のまわり全面を薄い蒸気膜が包むという、核沸騰とはまるで異なる沸騰状態 (次の6章で扱います) になってしまいます。

## 限界熱流束の現象

ともあれ私たちはいま、簡単な実験によって核沸騰の領域に限界があることを知りましたが、実はもっと大きな加熱面を使った、あるいはもっと複雑な実験でも事情はまったく同様なのです。

「強い核沸騰」は一般にきわめて熱伝達性能が優れているだけに、これは非常に残念なことです。また、そういう優れた熱伝達状態が外見的には何の前触れもなく突然消滅してしまうこと自体、地震や噴火が突然起こるのに似て、私たちには何とも迷惑なことであります。

しかし、そんな人間的感情はさておき、この核沸騰の上限の熱流束（単位面積、単位時間あたり出る熱量）のことを一般に「限界熱流束」と呼び、またこの上限が現れる現象を指して「限界熱流束現象」と言います。また加熱面の熱流束が限界を超える時、前項のニクロム線の例でも見たように赤熱焼損を起こすことが多いので、「バーンアウト熱流束」、「バーンアウト現象」などの言葉も使われます。ここにバーンアウトとは、焼きつくすとか、燃えつきるという意味です。また、これに多少似た感じの言葉ですが、旧ソ連では「沸騰危機」ということもあります。ただ、「バーンアウト」は現象の原因でなく結果であり、また白金線の場合のように焼損の起こらない場合もあるので、不適切な用語だという人もあり、最近では限界熱流束（critical heat flux）の用語の方が世界的に広く認められて来ています。

さて、この限界熱流束は、すでに1章でも触れたように、最近では原子炉や種々のエネルギー機器その他、先端技術装置の安全性にも関係する非常に重要な現象になっていますが、実は1934年、東北大学の抜山四郎教授（1896-1983）が、船舶のボイラーの小型化を目的として、ニクロム線や白金線の沸騰実験から世界にさきがけて発見した現象です。また、通常の状態下の飽和プール沸騰の限界熱流束  $q_c$  の値は、ロシアのクタテラーゼ教授（1914-1986）が1950年、彼がまだボルズノフ研究所にいた時に提出した次の式で大体予測出来ることが知られています。

$$\frac{q_c}{\rho_V h_{fg}} = (0.13 - 0.19) \left[ \frac{(\rho_L - \rho_V) \sigma g}{\rho_V^2} \right]^{1/4}$$

この式は、限界熱流束の現象が、恐らく気体と液体の共存する流れの力学的な条件から起こるという推定に基づいて、この条件に関係しそうないろいろの物理的因子を考え、実験データの整理から経験的に求められたものです。しかし、さらに進んで、この限界現象が具体的にどんな物理的仕組みで発生するのか、その謎解きとなると随分やっかいな問題になりますが、本章では一応、熱容量が十分にある普通の加熱壁（厚さが0.5ミリメートル程度以上ある金属壁）の場合に限って、核沸騰の限界問題を考えてみることにしましょう（もし加熱壁の厚さをこれより薄くすると、限界熱流束の値が普通より小さくなるという、かなり面倒な問題が生じます）。

## 「気液相対速度の限界」モデル

前項で、核沸騰の限界を指す用語にいろいろあることをお話しましたが、科学上の用語についてこんな事態を生じるのは、この現象に対して人々の持つイメージの間に、かなりの分散があるためでしょう。また事実、この限界現象がどんなメカニズムで出現するのか、その発生機構についても、従来いろいろの考えが提出されて来ました。けれども、それらを少し大胆に分類してみると二つのタイプに大別出来て、まずその一つをここで紹介することにいたします。

さて、かなり以前、限界熱流束のメカニズムの研究が始まった頃は、まだ沸騰の状況や様相自体、特に「強い核沸騰」の様相が十分に把握されていたわけではなく、私たちに身近な「弱い核沸騰」の観察を主体に想定されたメカニズムが考えられていました。例えば熱流束が増すにつれて加熱面近くの液中に小さな気泡が一杯に充満して来て、それ以上もはや気泡が入れなくなった時に限界熱流束になるのだと言った、素朴な考えなどがそれに入りましょう。しかし沸騰の研究が進むにつれて、やがて加熱面上に発生する蒸気が液体を通して離脱して行くメカニズムについて、もう少し現実的なモデルが考えられるようになります。

いま、条件をはっきりさせるため、広い水平加熱面上に生じている強い核沸騰を考えてみましょう。強い核沸騰ですから、加熱面からの熱がすべて、そこで蒸気の発生に使われてしまうと考えるとよいわけですが、この発生蒸気は液体を押し分

けて上方に逃げる一方、沸騰が継続するためには、その蒸気と同じだけの質量の液体が加熱面の方へ必ず供給されている筈です。つまり、蒸気と液体はこうして互にすれちがう定常流れを作ることになりますが、熱流束がさらに増すと、このすれちがいの動きがますます激しくなり、それでいつか蒸気は液体を通して逃げるが出来なくなると考えるのです。

そしてこの「気液相対速度の限界」モデルは、アメリカのズーバー博士が 1959 年に提出した学位論文「沸騰熱伝達の流体力学的様相」の中の 1 章に記されたもので、これから以下にお話するような理論の形をとり、しかも前項で述べた限界熱流束に関するクタテラーゼの経験式をうまく説明もしましたので、プール核沸騰の限界熱流束についての、いわば支配的な物理モデルとして世界的に長く通用して来ました。

いま、その理論の筋を紹介いたしましょう。まず広い水平上向き加熱面の上で、4 章でお話したテイラー不安定を考慮すると、その臨界波長  $\lambda_c$  (大気圧の飽和水では 15.7 ミリメートル) のピッチで加熱面が基盤目状に分けられます。そしてこの各単位区画ごとに、加熱面に垂直に、直径が前記ピッチの半分  $\lambda_c/2$  (大気圧の飽和水では 7.85 ミリメートル) を直径とする円柱状の蒸気噴流があって定常的に蒸気を上に逃す一方、その周囲では液体が加熱面に向かって逆に流れているという定常流モデルを仮定します。これで蒸気と液体の流れる断面の面積が決り、そしてそこを流れる蒸気と液体の質量は互いに等しい筈ですから、加熱面から出る熱によって発生する蒸気の流速  $u_V$  の値、および液体の流速  $u_L$  の値がすぐに求められ、結局、熱流束  $q$  の時の気液のすれちがい速度  $u_V - u_L$  の値が決ります。

一方、この蒸気噴流の気液界面について、4 章の終わりの方でお話したヘルムホルツ不安定を考え、界面上に生じる波の速度  $c$  を与える式の右辺の平方根の中を零とおきます。ただ今回は、その零とおいた式から、気液界面が壊れて行く臨界波長  $\lambda_c$  ではなしに、気液のすれちがい速度  $u_V - u_L$  の方を求めて

$$u_V - u_L = \sqrt{\frac{2\pi\sigma(\rho_L + \rho_V)}{\rho_V \rho_L \lambda}}$$

つまり、この式の与える相対速度になると気液界面は不安定となり、蒸気は液体を通して逃げられなくなると考えるのです。そして気液のすれちがい速度  $u_V - u_L$  と熱流束  $q$  の関係は前に求めてありますから、これで限界熱流束の値が求められることとなります。

しかし困ったことに、いま右に求めたすれ違い速度  $u_V - u_L$  の式の右辺根号内に含まれている波長  $\lambda$  の値が分からないのです。そこで、この問題を処理するため、液体の中を流れる蒸気噴流（現在その直径は前述のように  $\lambda_c/2$ ）は、その気液界面の波の波長  $\lambda$  が噴流の円周の長さ（現在  $\pi\lambda_c/2$  になります）より大きい時、蒸気速度に関係なく常に不安定になるという、別の不安定条件を考え合せ、つまり  $\lambda = \pi\lambda_c/2$  とおいて  $\lambda$  の値を決めます。そしてこの  $\lambda$  の値を使うと、驚いたことに前のクタテラーゼの経験式とほぼ同様な結果が出て来るのです。

### 重大な問題点

「気液相対速度の限界」モデルに基づく限界熱流束の発生機構の説明は、こうしてすばらしい成果を収めました。また気液界面に起こる気液不安定の考えを、初めて沸騰の研究に導入した功績は、画期的なものと言えます。けれども、よく検討してみるとこのモデルには重大な問題が含まれているのであって、いま 3 つの問題を挙げてみようと思います。

第 1 の問題は、理論的問題です。4 章で述べたように、テイラー不安定は、与えられた大きさの重力  $g$  の下にある気液界面に対して界面が壊れる時の波長の値を示し、一方、ヘルムホルツ不安定は与えられた相対速度  $u_V - u_L$  で流れている気液の界面に対して界面が壊れる時の波長の値を示すものです。ところが現在のモデルでは、前者からは確かに「波長」を求めますが、後者からは「相対速度」を求めるといって、まったく異質な取り扱いをしています。そしてそのため、後者の不安定波長  $\lambda$  の値が不定のままとなり、その値の決定のため止むを得ず、ヘルムホルツの不安定条件の上に、さらにもう一つ別の不安定条件を重複して適用するという無理を犯さねばならなくなっているのです。

熱流束が増すにつれて、蒸気発生量がふえ、

従ってその蒸気が液中を逃げ去る時の気液の相対速度  $u_V - u_L$  が増し、その限界が限界熱流束と結びつくという考えは、大変自然な感じのものであって、誰もそう考えたくなる魅力を持っています。しかし同一の界面に対して2つの不安定条件を重複して考えるというのは、論理的にやはり問題があります。

第2は、現在のモデルが主張する最も大切な事柄に対し、明白に離反する実験的事実があるということです。すなわち、このモデルによれば、限界熱流束よりさらに高い熱流束の沸騰というものは、その発生蒸気量が離脱可能な限界量を超えることとなりますから、どんな方法によっても実現が不可能の筈です。ところが実際には、限界熱流束に近い状態の加熱面上に、たとえば注射針のように細長い管（発生蒸気の挙動に影響を与えない位の）を使って液体を人工的に補給してやったりすると、核沸騰をもっと高い熱流束まで容易に上げて行くことが出来るのです。つまり加熱面上で発生する蒸気量が、このモデルのいう限界量を超えて大きくなっても、蒸気は何の障害もなく液中を通過して離脱出来るのです。

第3に、このモデルでは、前にお話したように、加熱面上に比較的大きな直径の「定常的」な蒸気噴流の存在を仮定しています。しかし現実には3章「強い核沸騰の出現」の項、また4章「空気の流れが分断される話し」の項で述べたように、強い核沸騰の場合、加熱面上には蒸気のかたまりが「周期的」に生成離脱を繰り返しており、従って実際の流れの状態が本モデルの仮定とまるで違うのです。

### 「核沸騰液層厚さの限界」モデル

さて以上に見て来た「気液相対速度の限界」モデルでは、加熱面より少し離れたところに仮想した気体と液体のすれ違い流れが主役であって、加熱面自身はただ蒸気を発生するだけの役割になっています。つまり加熱面は蒸気を発生しさえすればよく、加熱面上で気液がどんな物理的状況になっているかは問題ではありません。極端なことを言うと、次の6章で述べる膜沸騰のように、加熱面が液体で濡れていなくてもいいのです。

一方これに対して、もっと加熱面近くの状況、特に加熱面を常に液体で濡れた状態に置き得る限

界こそが、核沸騰の上限をきめる重要なポイントだとの考えも従来から無かったわけではありません。しかし理論化が上手く出来ないため、その主張に力を欠いていました。けれども比較的最近、東京大学で筆者を中心に、すでに4章に述べたような蒸気のかたまり、核沸騰液層などの状況についての定量的なモデル化の研究が進むにつれて、これらを基礎に限界熱流束の分析が出来るようになって来ました。しかもこれはプール沸騰だけでなく、加熱面に沿って液体が強制的に流されている時の沸騰まで、広くいろいろの状況下の核沸騰の限界熱流束に対して、その説明を可能にする力を持っています。本項と次項で、そのことを少し見てみましょう。

### ①「広い上向き加熱面上の限界熱流束」

まず広く平らな上向き加熱面上の核沸騰を見てみましょう。この時、前と同様にテイラー不安定の臨界波長  $\lambda_c$  の間隔で分けられた単位区画が考えられますが、ただ今回は各区画ごとに蒸気のかたまりが成長、離脱を繰り返すと考えます。そして、その一つの単位区画（面積  $\lambda_c^2$ ）に注目すると、そこで一個の蒸気のかたまりが出来始めてから離脱するまで、加熱面上に滞留する時間  $t_D$  が4章でお話したメカニズムによって決まります。なお、いま注目している区画の周囲にある各区画でもそれぞれ、蒸気のかたまりの底部がいつも加熱面を覆う形になっていますので、いま注目している区画の加熱面上への液体の補給は、この区画の蒸気のかたまりが上方に離脱し、その後液体が入って来る時だけに行われると近似的に考えて大きな誤りはないでしょう。そしてその時、加熱面上の核沸騰液層が限界厚さ（4章で述べた限界厚さ  $\delta_c$ ）まで回復し、それ以後、新しい蒸気のかたまりの滞留時間  $t_D$  の間、液体の補給なしに蒸発消耗して行くこととなります。そしてこのような状況下に加熱面の熱流束  $q$  を増して行くとすると、核沸騰液層の初期厚さ  $\delta_c$  は  $q^2$  に反比例して薄くなる（4章参照）一方、液層の蒸発速度の方は  $q$  に比例して速くなります。また液層が蒸気に覆われる時間  $t_D$  の方は、4章でみたように熱流束  $q$  によってあまり変わりませんから、結局以上を総合して、熱流束  $q$  の増加と共にいつか必ず時間  $t_D$  の終りに、加熱面上の液層がちょうど乾き切る限界状態が現れることとなります。つまり、これが限界熱流束

になるわけで、また事実、以上の解析を行うと、前のクタテラーゼの経験式とほぼ同じような結果が出て来るのです。

## ②「下向きの加熱面の限界熱流束」

次に、少し突飛な例ですが、平らな加熱面を液体の中に水平下向きに入れた特殊な場合の核沸騰について、限界熱流束の発生メカニズムを見ることにしましょう。もちろんこのような系では、蒸気が上に逃げられないのではないかと心配な人がいるかも知れません。確かに加熱面が非常に広いとその通りです。しかし、例えば直径 20 ミリメートル位の加熱銅棒（その下端の端面を円形加熱面にする）のまわりをリング状の断熱部でカバーしたものを、液体プールの中に上から垂直に入れて見ましょう。この時は、加熱面と周囲断熱部の下面に蒸気がたまることになり、この蒸気のかたまりが十分大きく広がるたびに、端の方から上方に流れ去るといった動きが周期的に起こります。そして、一つの蒸気のかたまりが加熱面を覆う期間  $t_d$  と、その間の核沸騰液層の蒸気消耗とから、前の①の例と同様な原理で限界熱流束の定まることが理解出来ます。この場合、たとえ加熱面の大きさが一定であっても、その周囲に付けた断熱部の外径を増すと、蒸気の滞留時間  $t_d$  が増しますから限界熱流束の値が減って行くことになります。

## 水平円柱加熱面上の限界熱流束

前項で述べた「核沸騰液層厚さの限界」モデルの他の適用例として、ここにさらに、長い円柱加熱面を飽和液体の中に水平に保持した時の核沸騰の限界熱流束について少し触れておきましょう。

### ① 「プール沸騰の場合」

まずプール沸騰の場合、強い核沸騰状態になると、例のテイラー不安定のせいで水平円柱加熱面の軸方向に、統計的に、あるピッチごとに蒸気のかたまりの成長、離脱がおこることになります。ただ、そのピッチ間隔は、前に説明した広い平面上のテイラー不安定の臨界波長よりは短く、かつ円柱が細いほど短くなります。なぜなら前の平面加熱面の時に比べ、現在は発生蒸気が円柱のまわりを包む形になりますから、気液界面が円柱まわりに曲がることになり、その曲がりの影響が加わるからです。しかしそれ以外は、広い平面の時とほぼ同様な機構によって限界熱流束の現象が起こ

ることになります。

### ②「弱い強制流れを加えた場合」

次に、円柱加熱面のまわりの飽和液体を上向きに、ゆっくりした速度で強制的に流すようにした場合はどうなるでしょうか。この時は、まだ液体の流速がおそく、従って重力の作用、つまり浮力の作用が支配的なので、前のプール沸騰の時と同様な性格の蒸気のかたまりの成長、離脱の挙動が見られます。しかし、液体の強制流れの中におかれる蒸気のかたまりは、その影響を受けて、加熱面まわりに滞留する時間がプール沸騰の時より少し短くなります。だから、限界熱流束の値は、この強制流れの流速の増加と共にプール沸騰の時より徐々に高くなって行きます。

### ③「強制流動沸騰の場合」

最後に、前記の強制的に流す液体の流速を十分に高くしてみますと、浮力の作用が消えて、今までとはまったく違う蒸気の離脱状態が現われます。すなわち加熱面上の核沸騰で定常的に作り出される蒸気は、円柱加熱面から後流の方に続く一枚のシート状の蒸気流れを作り、そのシート状流れの後縁から蒸気が不規則に千切れながら後方へ流れ去るといった状況になるのです。そしてこの時、強制的に流されている液体が、上流側から円柱加熱面にまっすぐ当たる附近は、蒸気の蓄積がまだ生じない部分なので、ここから液体が絶えず加熱面上の核沸騰液層に供給されていると考えることが出来ます。そして熱流束が増すと、4章の終わりに述べたように核沸騰液層の限界厚さ  $\delta_c$  が薄くなりますので、それに流入する液体の量は減少し、一方、加熱面上での液体の蒸発量は多くなります。そして核沸騰液層に定常的に流れ込む液体が、ちょうど加熱面上で蒸発しきりだけの熱流束に達した時、限界熱流束になるわけです。この場合、液体の流速が増すとともに液層に流入する液量がふえるので、一般に液体の流速を増せば限界熱流束の値が上昇します。ただしこの場合、円柱加熱面の直径がかなり大きくなると、前述のようにして液層に流入した薄い液体の流れが粘性の影響下に加熱面上をどのように流れて行くかの問題が大きくなります。従ってここでの説明は、ある程度以上、細い円柱加熱面の場合であると考えて下さい。

なお次の式は、直径  $d$  の円柱加熱面を流速  $u_L$  の飽和液体の流れに直交するように置いた時の限

界熱流束  $q_c$  について、理論式をベースにしなが  
蒸気と液体の密度の比が  $\rho_V/\rho_L = 0.0005 \sim 0.4$  とい  
う非常に広い範囲にわたる実験データを整理して  
求めた結果で

$$\frac{q_c}{\rho_L h_{fg} u_L} = K \left[ \frac{\rho_L \sigma}{(\rho_L u_L)^2 d} \right]^m$$

ここに  $K = 0.00588 + (\rho_V / \rho_L)^{1.11}$

$$m = 0.42 (\rho_V / \rho_L)^{0.0428}$$

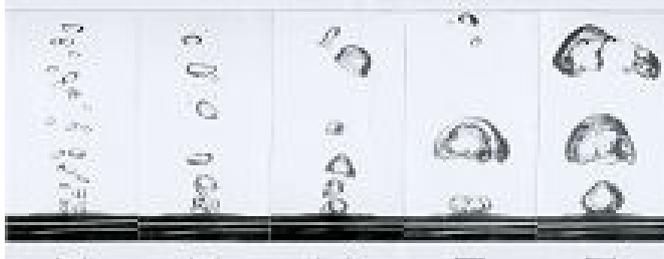
前に、プール沸騰の限界熱流束についてクタテラ  
ーゼの経験式（5章「限界熱流束の現象」の項参  
照）を記しましたが、ここに記した強制流動沸騰  
の式と比較し、プール沸騰（重力  $g$  に支配される）  
と強制流動沸騰（液体の流速  $u_L$  に支配される）と  
で、整理式の形がどのように変わるかを見ても  
面白いでしょう。

### 液体に濡れにくい加熱面の場合

前に2章において、圧力が非常に低い時の沸騰  
が通常の沸騰とかなり違った様相のものになるこ  
とをお話ししましたが、それ以外にも、加熱面が  
液体に濡れにくい場合など普通と少し様子の違う  
沸騰状態がいくつかあります。例えば最近、表面  
にテフロン加工したフライパンとか鍋（水に濡れ  
にくい）が家庭に出回っていますが、これに水を入  
れてガスレンジにかけて沸騰させると、普通の  
沸騰とはまるで違う、ちょっと気味の悪いような  
大きな気泡が加熱面上に混み合っ現れることに、  
すでに気付いている人があるかも知れません。そ  
して、こうした場合、その加熱面上に生じる「強  
い核沸騰」も、おおまかに言って、3章で述べた  
普通の状況とはやや様子が変わるのであって、な  
ぜなら加熱面への液体の供給や、加熱面と液体の接  
触保持などがとかく難しくなるからです。そして  
そのため、低い熱流束で早く核沸騰の限界が来たり、  
また限界熱流束の値がばらつきの多いものにな  
ったりしがちです。

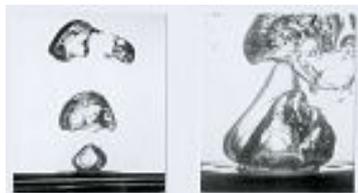
（次号に続く）

（写真及び図は元東京大学伝熱工学研究室 横谷定雄氏 提供）



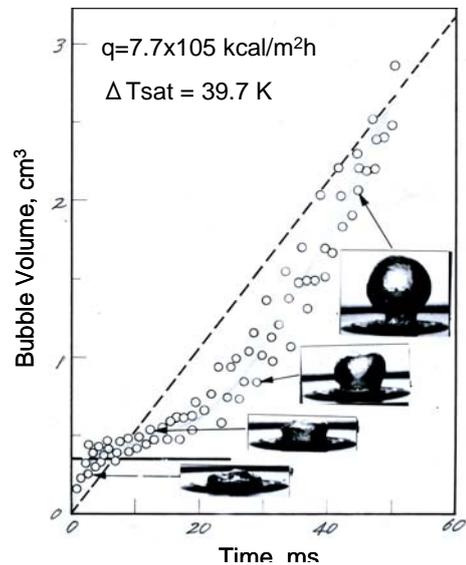
Heat Flux (kcal/m<sup>2</sup> h), d=10mm

0.82X10<sup>5</sup> 1.6X10<sup>5</sup> 2.0X10<sup>5</sup> 6.7X10<sup>5</sup> 8.6X10<sup>5</sup>



d=10mm, q=1.78X10<sup>5</sup> kcal/m<sup>2</sup> d=35mm, q=8.9X10<sup>5</sup> kcal/m<sup>2</sup>h

熱流束による発生気泡の変化。dは加熱面の直径。



合体気泡（蒸気塊）体積の時間的変化。  
離脱直前は気泡の周囲から加熱面に  
液体の浸入があり、体積は急増する。