液体窒素中における不平等電界下の 熱気泡挙動

正 員 原 雅 則 (九州大)

准 員 王 振 朝 (九州大)

准 員 齋 藤 弘 勝 (九州大)

准 員 村 松 悟 (九州大)

Thermal-Bubble Behavior in Liquid Nitrogen under Non-Uniform Fields

Masanori Hara, Member, Zhen-Chao Wang, Associate, Hirokatsu Saito, Associate, Satoru Muramatsu, Associate (Kyushu University)

The behavior of bubbles in liquid nitrogen under non-uniform fields is studied experimentally and discussed on the basis of an analytical study on electrical forces acting on bubbles by the authors. A plane-to-cylinder with/without two dimensionally triangular fins is used as the tested electrode and the orientation of the fin on the cylinder is chosen to be circular or longitudinal. The results are as follows: the macroscopic non-uniform field produced by the plane-to-smooth cylinder drives bubbles away to lower field region but bubble-aggregation appears when the electrical gradient force balances with the buoyancy; the microscopic non-uniform field by the fins locks bubbles in the groove between the fins and the bubbles move to a region of lower macroscopic field and are released into the surrounding liquid there. The bubble observation with different fins, circular fins and longitudinal fins on the cylinder, shows that the cylinder with the circular fins is optimum to guide the bubbles along the groove to a region of lower microscopic fields and to release them there. It is argued from the present study that the groove directed toward the gradient of the macroscopic non-uniform field on the electrode is effective for preventing both the vapor lock in the gap and the reduction in breakdown voltage and promoting the heat transfer from the electrode to liquid.

キーワード：液体窒素，絶縁破壊，気泡，冷却，グレディエント力，マクスウェルストレス

1. ま え が き

浸漬冷却の大型超電導コイルの超電導体には，冷却安定性向上の観点からその表面にしばしばフィンが付けられるが，フィンを付けると冷媒液体の耐電圧特性は低下する。ところで，超電導体のクエンチ時には導体表面から気泡が発生するとともにコイルには誘導電圧が発生し，電気絶縁上厳しい状態になる。このような状態を模擬した平等電界電極系による気泡挙動の研究によると⁽¹⁾⁽²⁾，気泡がギャップをロックして耐電圧が飽和ガスの値まで低下している。

フィンが付いた不平等電界ギャップの熱気泡破壊現象に関してはほとんど研究されていない。著者らの気泡に作用する力の解析を基にした理論的研究から⁽³⁾，フィン付き不平等電界ギャップでは，孤立気泡はグレディエント力によって低電界領域に押しやられるとともにグレディエント力と浮力が平衡する所では気泡が大きく集塊すると推定される。また，フィン先端では安定に気泡が滞留し得ず，一方，フィン間の溝には気泡がトラップされ，その気泡は，高電界領域ではマクスウェルストレスによって溝からの離脱が困難になるのに対し，低電界領域では容易であると考えられる。

本研究では、フィン付き不平等電界ギャップ中の熱気泡挙動を実験により調べ、実験の結果と前報の理論的研究⁽⁹⁾との比較からフィン間にトラップされた気泡の状態推定を行い、更に冷却促進に有効であるとともに破壊電圧を低下させないフィン形状を見いだすことを目的とした。

2. 実験の装置と方法

〈2・1〉 フィン付き超電導体 さきにも述べたように、浸漬冷却超電導マグネットのうち、現段階での大型コイルでは冷却を促進する立場から超電導体表面にフィンを設ける場合が多い⁽⁴⁾。この場合、フィン形状は、電圧印加されていない場合の冷却促進、製作の容易さ、コイル巻きの容易さなどの面から決められており、電圧印加時の気泡挙動と耐電圧を考慮したフィン形状の検討は見られない。図1はフィン付き超電導線断面の例で⁽⁵⁾、この場合は導体長さ方向に主要なフィンが設けられているが、それと直角方向に設けることも考えられる。

〈2・2〉 電極系 大型超電導コイルの導体は、断面直径が1 cm のオーダで、コイルターン間および層間の液体で満たされる部分のギャップの長さは1 mm のオーダである。本研究では、電極間の電界解析の容易さ、実際の大型超電導コイルの導体系の寸法などを考慮して、電極系として図2のような円筒対平板電極系を採用し、電極寸法を図3のように円筒直径を10 mm、ギャップの長さ d を0.8 mm とした。また、フィンは図1およびその他の例を参考にして、断面が三角形の二次元構造とし、寸法は図3のようにした。なお、電極表面は一連の機械工作後に化学研磨し、更にエタノール洗浄、乾燥の後デュア内にセットした。

気泡挙動は重力 G の方向と電界分布の方向との関係に依存すると考えられるので、電極系の配置は図2

(a)のように3種類、また円筒電極表面状態、すなわちフィンの付け方は平滑表面も含めて(b)図のように3種類を実験対象とし、それぞれに図のような記号を定めた。以下の議論では、電極系の指定にこの表示を用いる。また、ギャップ内の位置表示には、(a)図の

図2 実験に使用した電極系(円筒対平板)の配置と円筒電極の表面状態およびそれらに対する記号

Fig. 2. Orientation of investigated electrode system (plane-to-cylinder), surface condition of cylindrical electrode and symbols for them.

Nb₃Sb Wire used for a JAERI Test Facility [5]

図1 フィン付き超電導線の例
 Fig. 1. Example of superconducting wire with fins.

図3 フィン形状と電極系の寸法(I-CC電極系の例)

Fig. 3. Dimension of the electrode system and fin (I-CC electrode system).

図 4 実験装置
Fig. 4. Experimental setup.

座標 (x, y) を用い、円筒電極の周りの位置表示が必要な場合には図 3 のように θ を付加した。

円筒電極には超電導線のクエンチ時における発熱を模擬するためにヒータを埋め込み、ヒータ入力を調整して気泡の発生を制御した。ここでは、円筒電極 1 mm 当たりのヒータ入力を $H(\text{W}/\text{mm})$ で表示した。

実験装置は図 4 のようで、基本的には従来のもの⁽²⁾と同じで、2 槽のデュアを液体窒素 (LN_2) で満たし、その中に電極系を浸した。従って、 LN_2 は大気圧沸騰状態にあるが、2 槽構造になっているので定常状態になったときの電極近傍からの自然気泡はほとんどない。

印加電圧は直流で、気泡観測は H と印加電圧 V_a を定めて熱気泡が安定になった後に背面からストロボで照射することによって行った。なお、気泡挙動に対する極性効果はほとんど認められなかったが、液体窒素中における大気圧付近の針状平板ギャップの破壊電圧は負針のほうが低いので、このことを考慮して本実験では平板電極に正電圧を印加した。

3. 気泡の観測結果と考察

フィン付き導体間の電界は、前報⁽³⁾で述べたようにフィンのない電極の作る不平等電界とフィンの付加によるフィン近傍の局所的に発生する不平等電界の重ね合せとして取り扱うことができ、著者らはこれらをそれぞれマクロ不平等電界およびミクロ不平等電界と呼んだ。本章ではまず、マクロ不平等電界中の気泡挙動を述べ、次にミクロ不平等電界中の気泡挙動と気泡状態を論ずる。

(3・1) マクロ不平等電界中の気泡挙動

(1) 実験結果 CS 電極を使って印加電圧なしで H を増加させると、最初 LN_2 は自然対流状態にあるが、 H が $0.05 \text{ W}/\text{mm}$ 程度になると核沸騰状態に

図 5 II-CS 電極系における高電界下の気泡挙動

Fig. 5. Bubble behavior in the II-CS electrode system with DC high voltage.

なる。本来、 H を更に大きくするとやがて膜沸騰状態に転移するはずである⁽⁶⁾が、超電導線のクエンチまでの沸騰現象としては核沸騰状態に興味があることと本実験に使用したヒータ容量が大きくないために、ここでは主に核沸騰領域の気泡挙動を調べた。

図 5 は II-CS 電極系で活発な核沸騰が発生するヒータ入力において、印加電圧を変化したときの気泡挙動を示す写真である。

印加電圧を上昇すると、円筒電極表面での気泡発生点が増加するとともに気泡が小さくなる。円筒電極を離脱した気泡は、グレディエント力の空間分布の計算結果⁽³⁾から推定されるように、高電界領域から低電界領域方向へ駆動されている。下向きに駆動された気泡は、次第に速度を落とし、ある位置 (x_i, y_i) において停滞し、後から発生してその領域に到達した気泡と合体して大きく成長する。更に、合体した気泡はゆっくり $x > 0$ の方向に移動し、円筒電極下部に沿って平板電極と反対の側に放出される。印加電圧を上昇すると y_i の値は大きくなる。

ギャップの長さが最短になる $y=0$ 近傍の気泡の個数密度は電圧の上昇とともに小さくなるが、 H が大きい場合には電気破壊近くの電圧でも円筒電極表面での気泡の発生・成長が時間間隔をおいてではあるが認められた。

図 6 は電極系が III-CS の場合の気泡挙動である。

図 6 III-CS 電極系における高電界下の気泡挙動

Fig. 6. Bubble behavior in the III-CS electrode system with DC high voltage.

電圧上昇に伴う気泡発生状況の変化はII-CS電極系の場合と同じであるが、孤立気泡が安定な滞留領域を形成して大きく成長することはない。後述のフィンがある場合の気泡挙動と比較するために、高い印加電圧において気泡が円筒電極からほぼ放射状に多数放出されていることを指摘しておく。

(2) 考察

(i) 円筒電極からの気泡離脱 よく知られているように、電界がない場合の熱気泡は、初期の半球状から図7(a)-(i)のような茸状に成長した後、電極から離脱する⁽⁶⁾。電極表面上の気泡が半球状でこれに電界がかかっていると、気泡表面に作用するマクスウェルストレスは、平等電界中の球形気泡の場合と同じで、(b)図のようになる。すなわち、図の μ 方向の表面には

$$p_e = \frac{q\epsilon_1(\epsilon_1 - \epsilon_g)}{2(2\epsilon_1 + \epsilon_g)^2} E_0^2 (\epsilon_g \cos^2 \mu + \epsilon_1 \sin^2 \mu) \quad (1)$$

の圧縮応力が作用し、 $p_e(\mu=\pi/2)/p_e(\mu=0)=1.43$ となり、気泡は圧縮応力を受けつつ電界方向に長く変形しようとする。ただし、 E_0 は電極表面の外部電界、 ϵ_g 、 ϵ_1 は気泡内ガスと周囲液体の誘電率である。Gartonらの平等電界中の孤立球形気泡に対する解析によれば、気泡は偏長楕円体の形状を維持しながら変形する。この場合、 $\epsilon_g/\epsilon_1 < 20$ では液体の電気破壊以前に気泡表面の不安定は生じないが、 $\epsilon_g/\epsilon_1 > 20$ になると不安定が発生し得るようになり、特に $\epsilon_g/\epsilon_1 = \infty$ においては、長軸と短軸の比 γ が、 $\gamma=1.85$ になった時点で気泡が不安定になって崩壊する。本研究の場合、気泡内で放電の発生がないと仮定すると $\epsilon_g/\epsilon_1 = 0.7$ であり、放電が起こっていると仮定すると ϵ_g/ϵ_1

図 7 電極表面の気泡状態

Fig. 7. Surface states of bubbles on electrode.

$= \infty$ となる。印加電圧が10 kV(電界にして、約12.5 kV/mm)では、気泡内に放電は起こり得ないから、 $\epsilon_g/\epsilon_1 = 0.7$ と考えられ、理論上は γ は1に近くなると推定される。ところが図6では、 $\gamma > 2$ の気泡が多く認められ、理論とは合わない。これは、気泡に作用するマクスウェルストレスが液体の電気破壊直前(ギャップの長さ1 mm付近では、 $E_a = 20$ kV/mm程度)には600 N/m²程度になり、気泡内蒸気圧が飽和圧力より0.6%程度高い過飽和状態になって、特に気泡先端で蒸気の液化が発生することと[図7(a)-(ii)], 対流によって気泡の根本に冷たいLN₂が入り込んで電極近傍での収縮が促進されるためと考えられる。すなわち、ガスと液体の温度が同じ非圧縮性気泡に電界がかかったとするGartonらの計算におけるより、液体の蒸発とガスの液化が同時に進行している本研究の場合のほうが、同じ電界に対して電極表面上の気泡変形が見掛け上大きくなっている。

このような気泡の細長い変形が、電界下の孤立気泡の粒径を小さくしている原因になっていると考えられる。更に、電界印加の前後で電極内の熱発生量が一定の場合、放熱量を一定に保つために電界印加によって気泡が小さくなったことを補うように気泡発生点が増えたと考えられる。

(ii) 孤立気泡の滞留・合体 前報⁽⁹⁾で、孤立気泡に作用するグレイディエント力 F_g の鉛直下向き成分が浮力 F_b に等しくなる領域で気泡の滞留・合体が起こり得ることを指摘した。気泡を球形と仮定して11 kV時のII-CS電極系における $y_c(x_c)$ を前報の理論解析⁽⁹⁾により推定すると図8(a)のようになる。観測

図 8 II-CS電極系における11 kV電圧印加時の気泡滞留領域の計算値と理論値の比較
Fig. 8. Comparison of theoretical and experimental stagnation regions of bubbles with the II-CS electrode system under applied voltage of 11 kV.

図 9 気泡滞留位置の電圧依存性 (II-CS 電極系)
Fig. 9. Voltage dependence of bubble-stagnation location with the II-CS electrode system.

結果((b)図)は気泡の滞留が起こると推定される $F_{gy}(x_t, y_t) = F_B$ においてそれが発生していることを示しており、理論とよく合っている。ただし、 F_{gy} は F_g の y 方向成分である。

いま、II-CS 電極系で $y_t(x_t = 0.4 \text{ mm})$ を印加電圧の関数として理論と実験より求めると図 9 のようになり、両者はよく合っている。同図より、II-CS 電極系では、気泡の滞留・合体はギャップの電気破壊近くの電圧において $y = 0$ から遠く離れた領域に形成され、合体した気泡は電気破壊現象に影響しないといえる。

ところで、III-CS 電極系の場合、 $y = 0$ 付近の平板

図 10 平滑円筒電極の場合の気泡の基本挙動
Fig. 10. Basic behavior of bubbles with smooth cylinder-to-plane gap.

近傍でグレディエント力の下向き成分と浮力が等しくなる領域が存在するが、図 6 では顕著な気泡の滞留・合体は認められない。これは、浮力による気泡に対する電極からの剥離力が小さいために、破壊電圧付近まで気泡が円筒電極に接触した状態のまま平板近くまで長く伸び、孤立気泡の形成が不十分なためである。

(iii) 平滑表面円筒電極系における気泡の基本挙動
上記の得られた結果を他の電極系にも適用できるように、II-CS 電極系を例にとり、平滑表面円筒電極系における気泡の基本挙動をまとめると次のようになる。

(a) H が小さい場合、電圧印加によって気泡の発生点は少なくなるが、活発な核沸騰が起こる H においては、気泡発生点はむしろ増え、孤立気泡粒径が小さくなる。

(b) グレディエント力と浮力の方向が一致する領域(図 10 の α の領域)では、電界により電極からの気泡剥離が促進されるが、下向きのグレディエント力が浮力より大きくなる領域(同図の β の領域)では孤立気泡は重力に逆らって下向きに運動し、両者が平衡する点で滞留・合体を引き起こす。更に合体して大きくなった気泡(同図の δ)は、グレディエント力の x 方向成分により水平に駆動される。図の II-CS 電極系では、右方向に駆動され、電極表面を伝って電極系外へ放たれている。

(c) 最短ギャップ領域(図 α/β の境付近)には、破壊電圧まで気泡の発生成長が認められる。これは、破壊電圧が熱気泡の影響を受けることを暗示している。

〈3・2〉 ミクロ不平等電界下の気泡挙動

(1) 実験結果 気泡に作用する電気力の計算から、電極表面にフィンをつけた場合、高電圧印加時に

気泡はマイクロ不平等電界によってフィン間の溝にトラップされることが推定された⁽³⁾。電極での発熱が継続されている場合、溝にトラップされた気泡はいつかは溝外に放出されなければならない。この放出過程を調べる目的で、I-CC、III-CC、III-CL 電極系で気泡挙動が詳細に調べられた。

図 11 は I-CC 電極系で $\theta=0$ における気泡をギャップの横方向から撮影した写真である。また、図 12 は III-CC 電極系で円筒電極の軸方向から撮影した写真である。このように、 θ 方向に溝のある CC 電極の場合、電圧印加によって低い電圧から $\theta=0$ 付近の溝への気泡トラップが始まり、電圧の上昇に伴ってトラップの領域が θ の大きいマクロ不平等電界の低い領域に広がる。すなわち、CC 電極での溝内の気泡挙動の模式図は図 13(i) のように描かれ、溝にトラップされた気泡は、電極の配置にほとんど関係せず、最初

図 11 I-CC 電極系における高電界下の気泡挙動

Fig.11. Bubble behavior in the I-CC electrode system with DC high voltage.

図 12 III-CC 電極系における高電界下の気泡挙動

Fig.12. Bubble behavior in the III-CC electrode system with DC high voltage.

$\theta=0$ 付近でトラップが始まり、溝から気泡が離脱するときの θ の値 θ_B (図 13(i)) は印加電圧の上昇とともに大きくなる。これは、気泡をトラップさせる電気が浮力より十分大きいためである。

I-CC 電極系での θ_B を、図 14 の実験系を使って測定した。その結果が図 15 のプロットである。本研究の電極サイズの場合、電気破壊前の θ_B の最大値は 45° 以上になっている。

ここで、CC 電極による観測で特に強調しておきたいのは、CS 電極の場合と違って、高電圧条件下では $\theta=0$ 付近の気泡は溝内に完全にトラップされて、決してギャップ中に孤立気泡として出現しないことで

図 13 CC 電極系の場合の気泡の基本挙動とフィン間にトラップされた気泡

Fig.13. Basic behavior of bubbles with CC-to-plane electrode system and bubble trapped in the groove.

図 14 I-CC 電極系で気泡がフィン間から離脱する位置 θ_B の測定法

Fig.14. Measurement method of θ_B with I-CC electrode system.

図 15 I-CC 電極系における θ_b の計算値と実験値の比較

Fig. 15. Comparison of experimental and theoretical values of θ_b with the I-CC electrode system.

図 16 III-CL 電極系における高電界下の気泡挙動

Fig. 16. Bubble behavior in the III-CL electrode system with DC high voltage.

ある。

III-CL 電極系では、溝にトラップされた気泡がマクロ不平等電界による電気力と浮力によって θ 方向に移動するときフィン山を乗り越える必要がある。図 16 は、この電極系による気泡挙動の観測結果で、電気力と浮力によって溝にトラップされた気泡は、フィンによって電極系から放出することを遮られること、後続の気泡への熱侵入のために大きく成長して、フィン山を乗り越えてギャップ空間に放出され、マクロ不平等電界の作るグレイディエント力によって電極系外に放出される。このフィン山を乗り越えるとき、ギャップ間には、ガスに満たされたフィン先端対平板電極系が構成され、電気絶縁上極めて厳しい条件になる。

(2) 考 察 フィン付き電極の場合も、マクロ

不平等電界成分は存在する。この成分の気泡挙動への影響は 3・1 節で述べたのと同じであるので、ここではミクロ不平等電界成分が引き起こすフィン近傍の現象を中心に述べる。

(i) 冷却促進と破壊電圧低下の防御可能なフィン形状 冷却促進のためには、気泡を電極から容易に離脱させることが大切であり、また、破壊電圧低下の防御にはギャップの長さが最短になる領域で気泡によるギャップのロックはもちろん、ギャップ中への気泡の放出や成長を防ぐことが大切である。

まず、フィンをつけたとき、フィン先端の冷却効果が大きいために、気泡は必ず谷から成長する。更に、電圧を印加すると、フィン先端におけるグレイディエント力は気泡をフィンから遠ざけるように作用し、その大きさは破壊前に浮力の数十倍以上に達する⁽³⁾。従って、溝内の気泡の逃げ道を作っておけば、高電界下でフィン先端に気泡が安定に滞留することはない。

超電導体の長手方向にのみ溝をもつフィンを作るとは、フィンがマクロ不平等電界のグレイディエント力による気泡の移動を妨げ、ガス空間で満たされたギャップを形成する可能性が極めて高くなるので、避けなければならない。

一方、溝がマクロ不平等電界のグレイディエント方向に沿って作られていれば、後で述べる機構によって、溝にトラップされた気泡は溝に沿ってマクロ不平等電界の低電界領域まで移動し、そこから液体中に放出される。気泡内のガスがこのような溝に沿って流動する場合は、気泡がマクロ不平等電界の高電界領域でギャップ内に向かって成長することがないので、耐電圧特性の点からも好ましい。すなわち、超電導線にフィンをつけてクエンチ時の冷却促進を期待し気泡による耐電圧特性の著しい低下を防ぐためには、超電導線の長手方向と直角に溝をもつようにすることが大切と考えられる。もちろん、長手方向に沿った溝が付加されても差し支えない。

実用の超電導成形より線では、線の周りに緩やかなピッチをもつ長手方向の溝をもっているが、これはクエンチ時の熱気泡破壊の観点からは極めて危険なフィン構造であり、長手方向と直角な方向の溝の付加が望まれる。

著者らの破壊特性に関する予備実験⁽⁶⁾によって、長手方向にのみ溝をもつ場合には耐電圧がガス中の針対平板に対する値近くまで容易に低下するが、 θ 方向に溝を設けると耐電圧が気泡の影響をほとんど受けなくなることを確認している。それらの詳細については稿を改めて発表する予定である。

(ii) フィン間にトラップされた気泡内ガス
フィン間にトラップされた気泡に作用する圧力は、
静水圧 p_a 、気泡内ガス圧 p_v 、表面張力による圧力
 p_σ 、マクスウェルストレス p_e で、それらの間には

$$p_e + p_\sigma = p_v - p_a \dots\dots\dots (2)$$

の関係が成立する。なお、液体表面に作用する電気力を、体積力を出発点として求めると、マクスウェルストレス p_{em} とヘルムホルツストレス p_{eh} の二つの成分が出てくる。しかし、液体表面の平衡状態を考える場合には、 p_{eh} は電気ひずみ力による液体内の電氣的圧力と平衡するので、外的に観測される実効圧力は p_{em} のみとなり⁽⁹⁾、ここではこれを p_e としている。

上式で気泡表面の位置が決まれば p_e は電界計算から求めることができ、また気泡のある位置の液面からの距離から p_a も求まるので、気泡表面の曲率半径 r_B を測定すれば p_v を決定できる。ところが、図 11 からわかるように r_B を精度良く測定することは本実験系では極めて困難である。粗い測定ではあるが、これを行って $(p_v - p_a)$ を求めると約 50 N/m^2 であった⁽⁹⁾。

ところで、図 14 の測定系で θ_B 近傍の気泡を入念に調べると、図 13(ii) に示す気泡表面の A 点の谷からの距離 x_B がフィン高さ h_B 程度になると、気泡が成長して溝から放出されている。いま、印加電圧 V_a を変えたときの各 θ_B における r_B が等しいと仮定すると、次の関係が成立する。

$$p_v(V_{a1}) = p_a + p_e(V_{a1}, \theta_{B1}, x_B = h_B) + p_\sigma(r_B) \dots\dots\dots (3)$$

$$p_v(V_{a2}) = p_a + p_e(V_{a2}, \theta_{B2}, x_B = h_B) + p_\sigma(r_B) \dots\dots\dots (4)$$

ただし、添字 1, 2 は印加電圧 V_{a1} , V_{a2} に対応する値であることを示す。CC 電極で H = 一定のもとでは、溝内のガス圧は印加電圧には無関係と考えられるので、(3) = (4) となり、次式が求まる。

$$p_e(V_{a1}, \theta_{B1}, x_B = h_B) = p_e(V_{a2}, \theta_{B2}, x_B = h_B) \dots\dots\dots (5)$$

すなわち、 H を与えたときの θ_B における A 点でのマクスウェルストレスはほぼ一定と考えられる。

(5) 式は $\theta_B - V_a$ 特性を与える理論式にもなっている。 $p_e = 100 \text{ N/m}^2$ と仮定して前報の理論⁽⁹⁾に基づいて $\theta_B - V_a$ 特性を求めると図 15 の実線のようになり、測定値とよく一致する。この p_e の値は、先の r_B の粗い測定値から推定される値より高いが、オーダとしては同じである。すなわち、フィンにトラップされた気泡に作用するマクスウェルストレスが 100 N/m^2 オーダ以下になると気泡が溝から放出される。このときの

気泡内ガス圧は、静水圧より 130 N/m^2 程度高く、この値は大気圧のわずか 0.13% である。

4. む す び

円筒対平板電極系を液体室素中に浸して熱気泡の挙動を調べるとともに、気泡挙動に対するフィン形状の効果を検討し、次の結果を得た。

(1) 液体室素中でマクロ不平等電界によるグレイディエント力は浮力より十分に大きくなり得て、孤立気泡の運動を支配する。特に、浮力とグレイディエント力が平衡する位置では、気泡が滞留・合体してギャップを橋絡することがある。しかし、電界分布をうまく選定すれば、橋絡領域を液体の破壊以前に低電界領域に押しやることのできる。

(2) フィンによるミクロ不平等電界は、気泡をフィン間の溝にトラップするように作用する。フィンにトラップされた気泡を高電界にさらすことなくマクロ不平等電界の低電界領域に移動させるには、フィンの作る溝をマクロ不平等電界のグレイディエント方向に沿って作ればよい。

(3) 平滑導体およびフィンによる溝方向がマクロ不平等電界のグレイディエント方向と直角になる場合には、高電界領域に気泡がさらされ、破壊電圧が気泡の影響を受けるようになる。これに対し、溝をマクロ不平等電界のグレイディエント方向に沿って作ると、上記(2)によって破壊電圧が気泡の影響を受けないようになる。

(4) 液体室素中でフィン間の溝にトラップされた熱気泡内のガスは、大気圧より 0.1% 程度高い状態にある。

(5) 電界によって気泡が発生する場合は、気泡は高電界形成点に最初に出現し、破壊特性に決定的影響を与えるが、本研究におけるように熱的に気泡が誘起される場合は、破壊電圧特性に対する気泡の影響を電界制御によって著しく低減できる。

なお、本研究によって推定された気泡挙動の破壊電圧に対する影響の仕方は、実験によって大部分確かめられているが、それらの詳細は稿を改めて報告する。

最後に、円筒電極に埋め込んだヒータ用抵抗線 ($0.08 \text{ mm}\phi$) 表面の絶縁被覆に協力された(株)フジクラの関係各位ならびに研究の初期の段階で実験に協力された才田健二君に感謝する。本研究の一部は、文部省科学研究費、および九州大学-九州電力(株)総合技術研究所間の共同研究によった。

(平成 5 年 6 月 17 日受付)

文 献

- (1) M. Hara, T. Kaneko & K. Honda: *Cryogenics*, 27, 93 (1987)
- (2) M. Hara, K. Honda & T. Kaneko: *ibid*, 27, 567 (1987)
- (3) 原・才田・斎藤: 電学論 A, 113, 337 (平5-4)
- (4) S. Shimamoto, T. Ando, T. Hiyama, H. Tuji, K. Yoshida, E. Tada, M. Nishi, K. Okuno, K. Koizumi & K. Oda: Proc. of Symposium on Engineering Problems of Fusion Research, San Francisco Vol. 3, 1174 (1978)
- (5) Hitachi Cable Ltd: Superconductor (Catalog), p. 19 (1989) Hitachi Cable Ltd.
- (6) 西川・藤田: 伝熱学, p. 228 (昭60) 理工学社
- (7) C. G. Garton & Z. Krasucki: *Proc. Roy. Soc.*, A280, 211 (1966)
- (8) 原・才田・斎藤・王: 電気学会放電研資, No. ED-93-5 (平5)
- (9) J. A. Stratton: *Electromagnetic Theory*, First Edition, Chapter II (1941) Tenth Impression

原 雅 則 (正員)

昭和17年4月13日生。47年3月九州大学大学院工学研究科博士課程修了。九州工業大学講師, 助教授, 九州大学助教授を経て, 61年同大学教授。電力工学, 超電導工学, 静電バイオ工学に関する研究に従事。工学博士。IEEE Senior, 低温・超伝導学会, 静電気学会, 放電研究グループ会員。

王 振 朝 (准員)

1958年4月15日生。1987年1月中国華北電力学院修士課程修了後, 同学院講師。平成5年4月九州大学大学院工学研究科博士課程入学。現在, 超電導機器の電気絶縁に関する研究に従事。

齋 藤 弘 勝 (准員)

昭和43年3月12日生。平成4年4月九州大学大学院工学研究科修士課程入学。超電導機器の電気絶縁に関する研究に従事。

村 松 悟 (准員)

昭和45年12月14日生。平成5年4月九州大学大学院工学研究科修士課程入学。超電導機器の電気絶縁に関する研究に従事。