液体窒素中の複合絶縁系部分放電特性に及ぼす熱気泡と圧力の影響

正員 末廣 純也 (九州大)
 学生員 生澤 宏彰 (九州大)
 学生員 田室 宣行 (九州大)

正員 原 雅則 (九州大)
 正員 船木 和夫 (九州大)
 正員 岩熊 成卓 (九州大)

Effects of Thermal Bubbles and Pressure on Partial Discharge Characteristics in Composite Insulation System of Liquid Nitrogen and Solid Insulator

Junya Suehiro, Member, Hiroaki Izawa, Student member, Nobuyuki Tamuro, Student member, Masanori Hara, Member, Kazuo Funaki, Member, Masataka Iwakuma, Member (Kyushu University)

Composite insulation system of liquid nitrogen and solid insulator, which are widely employed in high T_c superconducting equipments, can be deteriorated by partial discharge (PD) generated in highly stressed region such as a triple junction. In this study, effect of thermal bubbles, which can be generated by AC loss of the superconductor, on PD characteristics were investigated using composite insulation system. Thermal bubbles had little effects on PD characteristics because they were rejected from the high field region by gradient force. Under atmospheric pressure condition, small bubbles were generated as a result of local vaporization by PD energy injection. However, those bubbles disappeared in sub-cooled liquid nitrogen and the number of PD pulses drastically decreased. A theoretical model was proposed to estimate temperature rise due to the PD energy injection into liquid nitrogen.

キーワード：液体窒素、部分放電、複合絶縁系、熱気泡、過冷却

1. まえがき

近年、液体窒素温度以上の臨界温度を持つ高温超電導体を利用した電力ケーブル⁽¹⁾、変圧器⁽²⁾などの電力機器の超電導化が各所で検討されている。しかしながら導体の臨界電流密度向上が十分に達成されていない現状では、これらの機器は高電圧化による大容量化を必要とし、一方では従来の常電導機器との差別化を計るためにコンパクト化をも要求される。その結果、超電導電力機器内のワーキング電界が上昇し、高温超電導電力機器の絶縁構成として考えられているスパーサなどの固体絶縁物と冷媒である液体窒素の複合絶縁系では、トリプルジャンクションなどの電界集中部位で部分放電が発生し、長期間にわたる運転の結果、絶縁物の劣化ひいては絶縁破壊を引き起こすことが懸念される。これまでも液体窒素を含む複合絶縁系における部分放電特性に関する研究結果が多数報告されており、例えば小崎ら⁽³⁾は、液体窒素を加圧すると部分放電開始・消滅電圧が共に上昇することなどを報告している。また金神ら⁽⁴⁾は、部分放電発生時に液体窒素中において気泡が発生し、気泡中と液体中の放電では電流波形の特徴が異なることを示した。ところで、超電導機器内で導体のクエンチや交流損によって発生するいわゆる「熱気泡」が極低温液体の絶縁破

壊現象に及ぼす影響については、Haraら⁽⁵⁾によって詳細な研究が行われおり、熱気泡によって破壊電圧が大幅に低下することが報告されている。これに対し、熱気泡が複合絶縁系の部分放電に及ぼす影響に関する研究はこれまで殆ど行われていない⁽⁶⁾。しかしながら、交流応用が主となる超電導電力機器では、交流損によって熱気泡が機器内部で発生することも予想され⁽⁷⁾、熱気泡存在時の部分放電特性とその機構解明が重要となる。

本研究では、交流損などにより液体窒素中に熱気泡が発生した場合を想定し、熱気泡存在時の液体窒素中の複合絶縁系部分放電特性を調べ、気泡挙動との関係について検討を行った。更に、液体窒素を沸点以下に冷却して過冷却状態とした場合の部分放電特性を調べ、過冷却による部分放電抑制効果についても検討を行った。

2. 実験装置と方法

<2・1> 実験装置 クライオスタットはステンレス製の内・外槽からなる二槽構造になっており、電極系を設置する内槽は最大0.5MPaまで加圧が可能である。交流高電圧電源には周波数60Hzの試験用変圧器を使用した。なお、以下では交流印加電圧 V は特に断らない限り実効値で表す。実験電極系は図1に示すように高圧側電極として端部に曲

図1 電極系
Fig.1. Electrode system.

率半径4mmで丸みをつけた円柱電極(真鍮製、直径25mm)を、接地側電極として平板電極(真鍮製、直径40mm)を使用し、電極間にPETフィルム(厚さ50 μ m)をはさんで複合絶縁系を構成した。円柱電極端部がPETフィルムと接する部分では、液体窒素も含めたいわゆるトリプルジャンクションが形成され、電界集中の結果この部分で局所的な絶縁破壊現象すなわち部分放電が発生する⁹⁾。実際の超電導電力機器では、導体支持スペーサに固定された超電導導体を液体窒素で浸漬冷却した場合などに、このような複合絶縁系が構成される。また、実機では固体絶縁物として機械的強度に優れたGFRPを用いることが多いが、GFRPを用いて行った予備実験では再現性が悪かったため、あえてPETフィルムを使用した。これはGFRPの表面が平坦ではなく(最大粗さ約5 μ m)、電極との接触状態が一定にならないことに起因すると考えられる。これに対し、平坦度のよいPETフィルム(最大粗さ約0.5 μ m)では良好な再現性が得られた。電極系下部には超電導電力機器内の交流損などによる定常的な熱気泡発生を模擬するため、円柱状のヒーター(モレキュロイ線、抵抗730 Ω)を設置した。ヒーターから発生した熱気泡は浮力により上昇し、電極系下側のくさび形ギャップに到達するようになっており、同位置での大きさは直径0.5~1mm程度である。以下では、このヒーターより発生する気泡を「熱気泡」と呼ぶこととする。高圧側電極に制限抵抗100k Ω を、接地側電極に部分放電検出インピーダンス($R=1$ k Ω , $C=1000$ pF)を接続し、検出信号をアンプで増幅した後、デジタルオシロスコープおよび部分放電測定装置(MS/SPAC Model 310、丸文製)に入力した。測定データはパーソナルコンピュータに転送され、部分放電測定解析プログラムにより発生位相 ϕ (deg)、放電電荷量 q (pC)、1秒当たりの平均発生頻度 n (pps)が求められる。電荷量 q の検出下限は5pCである。

<2・2> 実験方法 まずクライオスタットの内・外槽に大気圧沸騰状態の液体窒素(温度77.3K)を注入した。

内槽の液体窒素は、窒素ガスで大気圧以上に加圧すると同時に大気圧液体窒素を満たした外槽との熱交換で冷却することにより、沸点よりも温度の低い「過冷却」状態とすることができる。部分放電によるPETフィルムの劣化を抑制するため、電圧印加時間およびデータ収集時間は1秒とし、部分放電開始電圧よりも極端に高い電圧は印加しないようにした。熱気泡の影響を調べる際は、電圧印加前にヒーターに通電して熱気泡を発生させ、実体顕微鏡とCCDカメラを用いて熱気泡挙動を観察した。

3. 実験結果

<3・1> 部分放電開始電圧 表1に各ヒーターパワー H 、圧力 P における部分放電開始電圧 V_i を示す。ここで、 H は熱気泡発生用ヒーターの発生熱量を示しており、 H の増加とともに熱気泡の発生量も増加する。同表から明らかなように、加圧時の V_i は大気圧の場合よりも上昇するが、加圧量による V_i の顕著な変化は認められない。一方、ヒーターパワー H は V_i に影響しないことがわかった。

<3・2> 部分放電特性への熱気泡の影響 図2はヒーターパワー H を変化させたときの大気圧一定条件下における ϕ - q 特性を示したものである。図中の正弦波は印加した交流電圧波形を表しており、1秒間すなわち60周期中に測定された全ての電荷量 q とその発生位相 ϕ の関係を表示している。部分放電は正・負位相それぞれの前半4分の1サイクルのみで発生し、負極性に比べ正極性の部分放電パルスの方が q のばらつきが大きくなっている。同図(a),(b)に変化が見られないことから、 H すなわち熱気泡は ϕ - q 特性にほとんど影響を与えないことがわかる。

<3・3> 過冷却時における部分放電特性 圧力 P 、すなわち過冷却の程度を変化させたときの ϕ - q 特性を図3に示す。加圧した場合も図2の結果と同様に熱気泡の影響は見られなかったため、ここではヒーターパワー $H=0$ 、すなわち熱気泡が存在しない場合の結果のみを示す。加圧により液体窒素の沸点 T_b は上昇するが温度は77.3K一定に保たれているので、加圧するほど沸点との温度差は大きくなる。同図および図2(a)より、 P を変化させても ϕ - q パターンの全体的特徴はほとんど変わらないが、圧力上昇と共に部分放電パルス数が減少していることがわかる⁹⁾。加圧による部分放電

表1 部分放電開始電圧 V_i に及ぼすヒーターパワーと圧力の影響

Table 1. Effects of heater power and pressure on partial discharge inception voltage V_i .

		Heater power H (W)		
		0	0.65	2.60
Pressure P (MPa)	0.10	8.5 kV	9.0 kV	8.5 kV
	0.11	9.5 kV	9.5 kV	9.5 kV
	0.15	9.5 kV	9.5 kV	9.7 kV

(a) $H=0$ (b) $H=2.60 \text{ W}$ 図2 部分放電の ϕ - q 特性に及ぼすヒーターパワー（熱気泡）の影響Fig.2. Effects of heater power on ϕ - q characteristics of partial discharge.

パルス発生頻度 n の圧力およびヒーターパワーへの依存性をまとめた結果を図4に示す。過冷却液体窒素中では、大気圧沸騰状態の場合に比べて発生頻度 n が最高で25%以下にまで大幅に減少していることがわかる。

<3・4> 気泡挙動 大気圧沸騰条件下におけるくさび形ギャップ付近での熱気泡挙動を図5に示す。電圧を印加しない場合($V=0$)、ヒーターから発生した熱気泡は浮力で上昇し、くさび形ギャップに入り込み一旦停止するものの、その後脇にそれて更に浮力で上方に移動する（同図(a)）。しかし、印加電圧を上昇していくと、部分放電開始電圧よりも低い電圧で熱気泡がくさび形ギャップから排除される様子が観測された（同図(b)）。これは、くさび形ギャップ付近に高電界領域が形成された結果、熱気泡をくさび形ギャップから排除する方向のグラディエント力が発生した結果であると考えられる。次に大気圧沸騰条件下における部分放電発生時のくさび形ギャップ付近の様子を図6に示す。部分放電開始と同時にくさび形ギャップの奥の方から直径1mm以下の微小気泡群が大量に発生し、くさび形ギャップから高速で排出される様子が観測された。これ

(a) $P=0.11 \text{ MPa}$ (b) $P=0.15 \text{ MPa}$ 図3 部分放電の ϕ - q 特性に及ぼす圧力（過冷却）の影響Fig.3. Effects of pressure on ϕ - q characteristics of partial discharge.

に対し、大気圧以上に加圧した過冷却液体窒素中では部分放電発生時に気泡群は発生せず、くさび形ギャップ付近で対流と思われる液体窒素の流動が認められるのみであった。

4. 考察

<4・1> 熱気泡挙動と部分放電特性の関係 図5に示したように、液体窒素中では気泡に作用するグラディエント力のため、熱気泡は部分放電が発生する電界集中部であるくさび形ギャップに侵入できなくなる。気泡の排除は部分放電開始電圧 V_i よりも低い電圧で観測され、図2や表1で示したように熱気泡が部分放電特性にほとんど影響しなかったのはこのためであると考えられる。以上の点を更に定量的に考察するため、ヒーターを含む平面上のみの気泡運動を考慮して熱気泡が侵入できる領域を計算した結果を図7に示す。グラディエント力は電荷重畳法による電界計算結果に基づいて計算し、グラディエント力の鉛直方向成分が鉛直方向成分のみを持つ浮力と釣り合う条件から気泡侵入可能領域を求めた。電界 E 中の半径 a の気泡に作用す

るグレイディエント力 F_G は次式で与えられる。

$$F_G = 2\pi a^3 \epsilon_l \frac{\epsilon_g - \epsilon_l}{\epsilon_g + 2\epsilon_l} \nabla E^2 \quad \dots\dots\dots(1)$$

ここで ϵ_g, ϵ_l は窒素ガス、液体窒素の誘電率である。同図より、印加電圧上昇と共に熱気泡が侵入できなくなる領域が

図4 部分放電発生頻度に及ぼす圧力とヒーターパワーの影響
Fig.4. Effects of pressure and heater power on partial discharge number.

(a) $V = 0$

(b) $V = 7 \text{ kV} < V_i$

図5 くさび形ギャップ近傍での熱気泡の挙動
Fig.5. Thermal bubble behavior in wedge type gap system.

図6 大気圧沸騰状態において部分放電に伴い発生する微小気泡群
Fig.6. Tiny bubbles generated by partial discharge at atmospheric pressure.

拡大し、その領域の大きさも図5に示した観測結果をよく説明し得るものであることがわかる。

<4・2> 過冷却時の部分放電発生頻度の減少と気泡群の消滅 図3、4で見られた加圧による部分放電発生頻度の減少、ならびに図6に示した部分放電発生時の気泡群の発生が大気圧沸騰状態でのみ認められ過冷却時には消滅したことことから、次のようなことが推察される。すなわち、大気圧沸騰状態ではなくさび型ギャップの高電界領域でまず液体窒素中の部分放電が発生し、部分放電パルスの持つエネルギー(以下、部分放電エネルギーと呼ぶ)が液体窒素に局部的に注入されると直ちに蒸発潜熱として消費されるので、液体窒素の局所的な気化が起こり気泡群が発生する⁹⁾。これらの気泡群は高電界領域で発生するため、気泡内部でも部分放電が発生し、更にグレイディエント力によってくさび型ギャップから排出される。これに対し、沸点以下に冷却された過冷却液体窒素中では、液体窒素温度を局部的に沸点まで上昇するのに十分な部分放電エネルギーが発生

図7 グレイディエント力と浮力の釣り合いから求めた熱気泡排除領域の計算結果
Fig.7. Calculated area where thermal bubbles are rejected by gradient force.

しなければ気泡が形成されないで、気泡中での部分放電が発生しない分だけ大気圧の場合に比べて部分放電発生頻度が減少するものと考えられる。このように過冷却による気泡発生抑制は部分放電抑制に非常に有効と考えられる。これらの点を考慮して、以下では部分放電エネルギーによる過冷却液体窒素の温度上昇に関する定量的解析を試みる。部分放電測定装置を用いて、1秒間に発生する各部分放電パルスの電荷量 q とパルス発生時の電圧瞬時値 v を記録できるので、1秒間あたりの部分放電エネルギー E_a を、1秒間に発生する部分放電パルスエネルギーの総和として次式より求めることができる。

$$E_a = \sum \frac{1}{2} qv \quad \dots\dots\dots(2)$$

(2)式を用いて各圧力条件下における部分放電エネルギー E_a を求めた結果を表2に示す。部分放電発生後のPETフィルム上にはくさび型ギャップのトリプルジャンクションに沿って放電痕が円環状に分布しており、このことから部分放電エネルギー注入領域は図8のようにモデル化できると考えられる。同領域と接する円柱電極、液体窒素、PETフィルムへの熱伝達による単位時間当たり放熱量をそれぞれ E_1, E_2, E_3 とし、これら周囲媒体の温度は部分放電後も一定に保たれると仮定すると、各放熱量 E_i ($i=1,2,3$)は次式で表される。

$$E_i = K_i S_i \theta \quad \dots\dots\dots(3)$$

ただし、 K_i ：各周囲媒体への熱伝達係数、 S_i ：各周囲媒体への熱伝達面積、 θ ：初期温度からの温度上昇（周囲媒体との温度差）である。対流による熱伝導を無視すると、部分放電発生 dt 秒後の温度上昇 $d\theta$ は、部分放電エネルギーが注入される液体窒素の体積 v 、液体窒素の比熱 C_p 、液体窒素の密度 ρ を用いて次式のように表される。

$$d\theta = \frac{E_a - E_1 - E_2 - E_3}{\rho v C_p} dt \quad \dots\dots\dots(4)$$

(4)式を解いて、定常状態における温度上昇 θ_s は次式で与えられる。

$$\theta_s = \frac{E_a}{K_1 S_1 + K_2 S_2 + K_3 S_3} \quad \dots\dots\dots(5)$$

(5)式を用いて温度上昇を推定する際、定数 K_i, S_i が既知である必要があるが、これらの値を個々に決定するのは容易で

表2 部分放電エネルギー測定値と温度上昇推定結果

Table 2. Measured partial discharge energy and estimated temperature rise

Pressure P (MPa)	PD energy E_a (mJ)	Estimated temperature (K)	Boiling point T_b (K)
0.11	0.39	77.7	78.1
0.15	0.15	77.5	80.9

図8 くさび形ギャップの部分放電発生領域のモデル化

Fig. 8. Proposed model of partial discharge region and energy balance.

表3 (5)式中の定数項 $K_1 S_1 + K_2 S_2 + K_3 S_3$ の推定結果
Table 3. Estimated values of $K_1 S_1 + K_2 S_2 + K_3 S_3$ in Equation (5).

Applied voltage V (kV)	$K_1 S_1 + K_2 S_2 + K_3 S_3$ (mW/K)
9.5	0.7
10.0	1.3
10.5	1.0

はない。そこで、本研究では以下の手法を用いて(5)式右辺の分母の項を決定した。既に述べたように、大気圧沸騰状態で部分放電を発生させると図6に示したような気泡群の発生が認められるが、この状態で液体窒素の圧力を大気圧以上に徐々に増加させていくとある臨界圧力 P_c において気泡の発生が停止する。これは圧力増大に伴い上昇した液体窒素の沸点が、部分放電発生によってトリプルジャンクション付近で局部的に上昇した液体窒素温度を上回るようになった結果であると考えられる。したがって、臨界圧力 P_c を測定しこれに対応した温度 T_c を窒素の飽和蒸気圧曲線から決定すれば、部分放電発生領域の温度上昇を推定でき、この結果を部分放電エネルギー E_a の測定結果と共に(5)式に代入すれば、右辺分母の定数項を決定できる。印加電圧すなわち部分放電エネルギー E_a を変化させて(5)式右辺分母の定数項を推定した結果を表3にまとめて示す。同表より定数項の値は印加電圧によらずほぼ1mW/Kで一定であることがわかる。この結果を用いて過冷却液体窒素中での部分放電による温度上昇を(5)式より求めた結果、表2に示すようにいずれの圧力においても温度は各圧力に対応する沸点まで上昇しないことが明らかとなった。すなわち、過冷却液体窒素中で部分放電が発生しても気泡が発生しないのは、その時の温度が沸点に達しないためであることが定量的に示された。本手法は、部分放電発生領域の局所的な温

度上昇、ならびに気泡発生抑制に必要な圧力の理論的予測を可能とするものであり、超電導電力機器の部分放電を抑制するための運転条件決定において有用である。

5. むすび

一般に複合絶縁系の絶縁最弱点部と考えられているくさび形ギャップには、ギャップ外部で発生した熱気泡はグレイディエント力のため侵入することができず、部分放電特性にはほとんど影響を与えない。大気圧沸騰条件下では、部分放電開始と同時にくさび形ギャップから気泡群が発生し、これらの気泡内で更に部分放電が発生するため部分放電発生頻度が多くなる。これに対し沸点以下に冷却された過冷却液体窒素では、部分放電が発生しても沸点まで温度が上昇しなければ気泡の発生はなく、このため部分放電発生頻度が著しく抑制される。過冷却液体窒素は大気圧液体窒素に比べ絶縁破壊電圧の点でも優れており^{3,5)}、高温超電導電力機器の高電圧化や信頼性向上の観点からは、優れた冷却・絶縁媒体とすることができ得るであろう。本研究の一部は、文部省科学研究費基盤研究(A)および(B)、ならびにNEDOからの受託研究プロジェクト「液体窒素冷却500kVA級超電導変圧器の開発研究」の援助により行われた。

(平成10年4月20日受付 平成10年10月15日再受付)

文 献

- (1) 塚本修巳：「超電導電力ケーブル」，電学誌，117，4，231～23（平9）
- (2) K. Funaki, et al.: "Preliminary Tests of a 500kVA-Class Oxide Superconducting Transformer Cooled by Subcooled Nitrogen", IEEE Trans. on Appl. Supercond., 7, 2, 824～827 (1997)
- (3) 小崎正光・羽根良成・井坂進・堀井憲爾：「液体窒素中の部分放電特性」，電学論A，96，7，317～324（昭51）
- (4) 金神雅樹・穂積直裕・鈴木寛・岡本達希：「液体窒素含浸バトギャップモデルの部分放電電流高速波形測定」，電学研資，ED-96-233（平8）
- (5) M. Hara, T. Kaneko and K. Honda: "Electrical Breakdown Mechanism of Liquid Nitrogen in the Presence of Thermally Induced Bubbles", Cryogenics, 27, 2, 93～101 (1987)
- (6) 前田洋秀・谷口洋一郎・千種俊二・加藤克巳・早川直樹・大久保仁：「液体窒素／FRP複合系における熱的気泡存在下の部分放電開始特性」，電学研資，ED-97-170（平9）
- (7) 王振朝・吉塚博康・原雅則：「極低温液体中における直流電界の気泡運動の解析」，電学論A，115，3，265～272（平7）
- (8) 花岡良一・石橋鎌造・臼井祐司・稲垣大輔・香林利幸：「液体窒素中の直流破壊前駆電流とストリーマ進展に及ぼす気泡の影響」，電学研資，ED-93-4/DEI-93-4（平8）

末廣 純也（正員）昭和36年3月9日生。60年3月九州大学大学院工学研究科修士課程修了。同年4月新日本製鐵入社、63年4月九州大学工学部助手、平成4年4月同助教授、現在に至る。主として、高電圧工学、超電導工学、および静電細胞操作に関する研究に従事。博士（工学）。平成7年電気学会論文賞。静電気学会、低温工学会、日本生物物理学会会員。

生澤 宏彰（学生員）昭和47年10月19日生。平成7年3月九州大学工学部電気工学科卒業。平成9年3月九州大学大学院システム情報科学研究科修了。同年4月（株）九電工に入社。

田室 宣行（学生員）昭和48年8月9日生。平成8年3月九州大学工学部電気工学科卒業。平成10年3月九州大学大学院システム情報科学研究科修了。同年4月中国電力（株）に入社。

原 雅則（正員）昭和17年4月13日生。47年3月九州大学大学院博士課程修了。同年4月九州工業大学講師、48年3月同助教授、50年4月九州大学工学部助教授、61年6月同教授。主として、高電圧工学、放電工学、超電導工学、バイオ工学に関する研究に従事。工学博士。55年、平成7年度電気学会論文賞。IEEE Senior、低温工学会、静電気学会会員。

船木 和夫（正員）昭和23年9月23日生。48年3月九州大学大学院修士課程修了。同年4月電電公社入社、50年4月九州大学工学部助手、60年1月同助教授、平成8年2月同教授。主として、超電導線材・導体の基礎特性、超電導工学、超電導応用に関する研究に従事。工学博士。昭和63年度、平成3年度低温工学協会大山記念論文賞、平成9年度電気学会進歩賞。電気学会、低温工学会、応用物理学会会員。

岩熊 成卓（正員）昭和35年9月29日生。60年3月九州大学大学院修士課程修了。同年4月九州大学工学部助手、平成8年4月九州大学工学部助教授。主として、超電導線材・導体の電磁現象、超電導体の電力機器への応用に関する研究に従事。工学博士。62年、平成7年低温工学会論文賞。低温工学会会員。