飽和超流動ヘリウム中の絶縁破壊特性に及ぼす 液体温度と電極サイズの影響

正員 末廣 純也 (九州大)
学生員 高橋 卓二 (九州大)

正員 見山 雅英 (九州大)
正員 原 雅則 (九州大)

Influence of Temperature and Electrode Size on Breakdown Characteristics in Saturated Superfluid Helium
Junya Suehiro, Member, Takuji Takahashi, Student member, Motohide Miyama, Member,
Masanori Hara, Member (Kyushu University)

Dc breakdown strength and pulsed breakdown time lag of saturated superfluid liquid helium (HeII) at 1.4 K and 1.85 K are measured over a wide range of electrode size and applied field strength. The results of the measurements are statistically analyzed by using Weibull distribution functions. It is found that area effect is dominant for dc and pulsed breakdown rather than volume effect as in the case of liquid helium of 4.2 K (HeI). A shape parameter in the Weibull distribution function for dc breakdown strength of HeII is smaller than that of HeI. As a result, dc breakdown in superfluid helium can take place in a wider electrode area than in normal liquid helium, while no remarkable difference in breakdown area are observed between 1.85 K and 1.4 K. On the other hand, the statistical time lag in HeII becomes shorter with temperature decrease. According to Fowler-Nordheim theory, it is suggested that a higher electron mobility in HeII may increase the field emitted electron kinetic energy to trigger the liquid breakdown with a higher probability.

キーワード：飽和超流動ヘリウム、電子移動度、サイズ効果、破壊遅れ時間、初期電子

1. まえがき

近年、核融合実験炉などのエネルギー関連分野において実用化が進んでいる大型超電導マグネットの更なる高磁場化を実現するため、従来の主冷媒である常流動液体ヘリウム (HeI) の代わりに、更に温度の低い超流動ヘリウム (HeII) を用いて冷却温度を低下させることにより、超電導導体の臨界磁場および臨界電流を向上させる試みが行われている^①。浸漬冷却方式の場合、これらの冷媒は電気絶縁媒体としても機能することが期待されるので、その絶縁破壊特性を知る必要がある。特に HeII 中においては、粘性の低下や電子移動度の急増などにより絶縁破壊特性が大きく変化することも予想され、既にいくつかの研究結果が報告されている^{②③}。ところで、HeII が大型の高磁場マグネットで使用される場合が多いことを考えると、HeII の絶縁破壊特性に及ぼす電極サイズの影響 (サイズ効果) を調べるのが特に重要であると考えられるが、従来これに関する研究は殆ど行われていない。本研究では、温度が 1.4 K ならびに 1.85 K の飽和 HeII 中において直流およびパルス破壊試験を行い、その結果を統計的に解析することにより、HeII 中の絶縁破壊特性、特にサイズ効果および破壊遅れ時間特性に及ぼす液体温度の影響について検討した。

2. 実験装置と方法

実験には別報 (6,7) と同じガラス製クライオスタットを使用した。HeII は、排気速度 1500 l/min のロータリーポンプを用いて内槽内の液体ヘリウムの飽和蒸気圧を低下させることで生成した。実験に用いたステンレス鋼 (SUS304) 製の球対球電極系の表面は耐水ペーパーと金属研磨剤で研磨後エタノールで拭拭し、最大粗さ 1 μm 以下の鏡面仕上げとした。破壊遅れ時間の測定には、立ち上がり時間 100 ns、減衰時定数約 1 ms のパルス電圧波形を用いた^④。繰り返し破壊による電極の損耗を避けるために、供試ギャップと並列にダイバータギャップを設け、供試ギャップに流れる破壊電流の低減を図った。直流破壊試験、パルス破壊遅れ試験共に、同一条件下での測定を約 30 回繰り返し行なった。

3. 実験結果

<3・1> 直流破壊特性に及ぼす液体温度の影響 図 1 に電極直径 $d=8$ mm、ギャップ長 $g=500$ μm の場合における、HeII (温度 $T=1.4$ K) の直流破壊電界特性を電界 E での非破壊確率 $F(E)$ のワイブル分布関数にフィッティングした結果 (ワイブルプロット) ^⑤ を示す。同図には、同じ電極系での HeI (4.2 K)、HeII (1.85 K) のワイブルプロットも一緒に示している。同図より、直流破壊電界のばらつきは、いずれの温度においてもワイブル分布に従うことがわかる。ワイブル形状パラメータ m_e の値は、HeI よりも HeII の方が小さ

図1 直流破壊電界強度のワイブルプロット
Fig.1. Weibull plots of dc breakdown field strength

く、それぞれ $m_E=5\sim7$ 、 $3\sim5$ 程度の値である。また、 $T=1.4$ Kと1.85 Kの結果から、HeIIの温度は形状パラメータ m_E に殆ど影響を及ぼさないことがわかる。

<3・2> 放電痕分布に及ぼす液体温度の影響 直流破壊試験終了後に電極表面の放電痕分布を観察した結果、HeII中の放電痕はHeI中の場合よりも広範囲に分布することがわかった^(6,7)。同様の結果は、Goldschvartz ら⁽⁹⁾によっても報告されている。放電痕分布から定まる電極ギャップ空間内の実効的課電領域を、ワイブル分布の形状パラメータとギャップ空間内の電界分布とで決まる統計的課電領域⁽¹⁰⁾と比較することによって、形状パラメータと放電痕分布との関係を理論的に予測することが可能である⁽⁹⁾。その結果、HeI中の形状パラメータ $m_E=5\sim7$ に対してはギャップ中最大電界の80～85%、HeII(1.4 K, 1.85 K)の形状パラメータ $m_E=3\sim5$ に対しては65～80%の範囲に放電痕が分布することが予測され、これらはいずれも実際の放電痕分布とほぼ一致する^(6,7)。即ち、液体ヘリウムの超流動転移に伴う形状パラ

図2 破壊遅れ時間の温度依存性
Fig.2. Temperature dependency of breakdown time lag

図3 破壊遅れ時間のワイブルプロット
Fig.3. Weibull plots of breakdown time lag

メータ m_E の低下は、絶縁破壊領域がより低い電界領域にまで拡大することを意味している。一方、パルス破壊試験後の電極表面の放電痕分布は、HeI、HeIIに関係なく常にギャップ中最大電界の80～85%の範囲内に分布する^(6,7)。

<3・3> 破壊遅れ時間特性に及ぼす液体温度の影響

図2に破壊遅れ時間の温度依存性の一例を示す。同図より、HeIからHeIIへの転移に伴い破壊遅れが短くなるだけでなく、更にHeII中においても温度が低くなるほど破壊遅れ時間が短くなることがわかる。図3にHeII(1.4 K)中における破壊遅れ時間のワイブルプロットを示す。同図より、破壊遅れ時間のばらつきはワイブル分布に従い、その形状パラメータ m_t はほぼ1に等しいことがわかる。ここでは示さないが、このように $m_t=1$ の場合には、同じ特性をラウエプロットに近似して、形成遅れ t_f 、統計遅れ t_s を求めることができる⁽⁹⁾。

4. 考察

<4・1> 直流破壊電界に及ぼす電極サイズ効果と温度の影響 直流破壊電界のワイブルプロットの形状パラメータに基づき、統計的課電面積 A_s 、統計的課電体積 V_s を求め⁽¹⁰⁾、直流破壊電界に及ぼす面積効果と体積効果を検討した結果を図4に示す。ここで E_0 はワイブル分布関数における尺度パラメータであり、弱点破壊理論より E_0 の面積、体積効果はそれぞれ次式で表される⁽⁹⁾。

$$E_{02} = E_{01} \left(\frac{A_{s2}}{A_{s1}} \right)^{-\frac{1}{m_{EA}}} \quad (1)$$

$$E_{02} = E_{01} \left(\frac{V_{s2}}{V_{s1}} \right)^{-\frac{1}{m_{EV}}} \quad (2)$$

ただし E_0 ($i=1,2$)は面積 A_s または体積 V_s に対する破壊電界である。同図から、破壊電界 E_0 は面積、体積いずれの増加に対しても、(1)、(2)式にしたがって低下することがわかる。

(a) 統計的課電面積に対する依存性

(b) 統計的課電体積に対する依存性

図4 直流破壊電界の統計的課電面積・体積に対する依存性

Fig.4. Effects of stressed electrode area and liquid volume on dc breakdown strength

Hwang⁽⁴⁾が1.45 Kの飽和 HeII 中で測定した結果も、本研究の1.4 Kにおける結果とはほぼ同じ直線にフィッティング可能であり、このことから(1)、(2)式の成立が裏付けられる。また、HeI(4.2 K)とHeII(1.85 K、1.4 K)を比べると、HeIIの方が面積および体積の増加による E_0 の低下割合が大きい、即ち(1)、(2)式中のパラメータ m_{EA} 、 m_{EV} が小さいことがわかる。しかしながら、同じHeIIでは、温度を変えても E_0 の低下割合にはほとんど変化がない。以上のことから、 E_0 への電極サイズ効果はHeI中よりもHeII中の方がより顕著であるが、HeII中においては液体温度の違いによる特性の変化がないことがわかる。本研究で用いた小規模電極系におけるサイズ効果の結果を実機の絶縁設計にそのまま適用することはできないが、HeIIにおいて直流破壊強度へのサイズ効果がより顕著に表れることは、HeIIが大型の超電導マグネットの冷媒として用いられる場合が多い⁽¹⁾ことを考え

表1 形状パラメータ値の比較

Table 1. Comparison of evaluated shape parameters

Temperature (K)	Shape parameters			m_{EV} / m_{EA}
	m_E	m_{EA}	m_{EV}	
4.2	5.53	7.07	9.35	1.32
1.85	4.14	4.12	6.78	1.65
1.4	4.09	4.16	5.33	1.28

ると、これらマグネットの電気絶縁設計において特に考慮すべき点であると言えよう。

図1のワイブルプロットから求めた直流破壊電界に対する形状パラメータ m_E の平均値と、図4から得られる m_{EA} および m_{EV} を比較した結果を表1に示す。いずれの液体温度においても m_E は m_{EV} よりも m_{EA} の方により一致する傾向にあることから、液体ヘリウム中の直流絶縁破壊強度に対する電極系のサイズ効果としては、HeI、HeII中のいずれにおいても体積効果よりも面積効果の方がより支配的であると考えられる^(6,7,9)。また、表中の形状パラメータ m_E をもとに統計的課電面積 A_s と統計的課電体積 V_s の関係について検討したところ、本研究で使用した電極ギャップ条件下では、 V_s が A_s の約1.35乗に比例していることが明らかとなった⁽⁹⁾。同表に示した m_{EV} と m_{EA} の比も1.3から1.6程度であり、この結果と(1)、(2)式より、 E_0 が(2)式にしたがって V_s の増加に伴い低下するのは、真の意味での体積効果ではなく、むしろ面積効果の存在を裏付けるものと解釈するのが妥当であろう⁽⁹⁾。

<4・2> 形成遅れに及ぼす液体温度の影響 単一電子なだれによる火花形成を仮定すると、形成遅れ $t_F(s)$ は次式で与えられる。

$$t_F = \frac{1}{\mu E} g \quad (3)$$

図5 形成遅れ t_F の電界およびギャップ長依存性Fig.5. Effects of electric field and gap length on formative time lag t_F

ここで、 $g(\text{cm})$ はギャップ長、 $\mu(\text{cm}^2/\text{Vs})$ は電子移動度、 $E(\text{V}/\text{cm})$ は電界強度である。藤井⁽⁵⁾は、HeIとHeII中で測定した t_f から(3)式を用いて求めた電子移動度 μ は、低電界領域で飛行時間法で測定した μ よりも大きく、温度低下時にはこれとは逆に減少することを報告している。本研究でラウエプロットから得られた t_f の測定値を(3)式にフィッティングした結果を図5に示す。HeII中の t_f の電界依存性はほぼ(3)式にしたがっている。HeI中の t_f はHeIIの場合ほど(3)式に一致しないが、 g/E と共に増大する傾向を示し、その増加割合はHeIIよりも大きい。同式を用いて求めた移動度は、藤井⁽⁵⁾の結果と同様に飛行時間法による測定値⁽¹¹⁾よりも大きく、HeIよりもHeIIの方が μ が一桁ほど増大する結果を得た。以上の結果を今後より詳細に検討するためには、ストリーマのような破壊前駆現象に及ぼす液体温度や粘性などの影響を調べる必要がある。また、HeIIでは温度によらず t_f はほぼ一定であることから、図2に示した破壊遅れの温度依存性は、統計遅れ t_s の温度依存性を反映しているものと予想される。

<4・3> 統計遅れに及ぼす電極サイズ効果と液体温度の影響 統計遅れは破壊生成因子が生成されるまでの時間であり、その特性は破壊をトリガーする因子(弱点)に依存するものと考えられる。弱点破壊理論によれば、破壊までの電界印加時間即ち破壊遅れを破壊を誘起するストレスと考えることによって、直流破壊強度と同様に破壊遅れ(統計遅れ)に及ぼすサイズ効果に関しても次式が成立する⁽⁹⁾。

$$t_{02} = t_{01} \left(\frac{A_{a2}}{A_{a1}} \right)^{-\frac{1}{m_{1A}}} \quad (4)$$

$$t_{02} = t_{01} \left(\frac{V_{a2}}{V_{a1}} \right)^{-\frac{1}{m_{1V}}} \quad (5)$$

ここで $t_{0i}(i=1,2)$ は面積 A_{ai} または体積 V_{ai} に対する図3の破壊遅れのワイブルプロットから決定される尺度パラメータで、本研究ではラウエプロットから定まる統計遅れ t_s と物理的に同義である⁽⁹⁾。サイズ効果の検討に際しては、直流破壊特性と同様に放電が起こり得る領域を定義する必要があるが、パルス破壊試験においては、あらかじめ印加電圧値を一定に設定しなければならないのでパルス電界に対する形状パラメータ m_e を直接求めることができず、サイズ効果を評価する際に統計的課電面積 A_s 、統計的課電体積 V_s を用いることができない。そこで、<3・2>節で述べたパルス破壊試験終了後の放電痕分布から、パルス電圧印加時の放電可能面積 A_a および放電可能体積 V_a を、共に最大電界の85%以上の電界が印加される電極上の面積およびギャップ間の体積と定義し、破壊遅れのサイズ効果を(4)、(5)式に基づいて評価した。その結果、破壊遅れに関しても直流破壊強度と同様に液体温度に関係なく体積効果よりも面積効果の方が支配的であることが明らかとなった^(6,7)。

<4・4> 電界放出理論に基づく初期電子生成機構と液体温度の影響 以上のように、液体ヘリウム中では液体

図6 電界放出理論に基づくF-Nプロット
Fig.6. F-N plots based on electric field emission theory

温度やHeI、HeIIに関係なく、直流破壊強度、パルス破壊遅れの両特性に及ぼす面積効果の存在が明らかとなった。このことは、破壊をトリガーする初期電子が主に電界放出によって電極(陰極)表面から液体中に供給されていることを示唆しており、従来から破壊電圧の極性効果などから提案されている液体ヘリウムの破壊機構^(2,4,5)とも一致するものである。既に著者らは、HeI中の統計遅れ t_s は電極表面上微小突起先端の電界集中部からの電界放出を仮定したFowler-Nordheim理論⁽¹²⁾(以下F-N理論)と面積効果に基づいて、次式で表されることを示した⁽⁹⁾。

$$t_s = \frac{(\phi + V_0)e}{1.54 \times 10^{-6} (\beta E)^2 S_a \left(\frac{A_a}{A_{a0}} \right)} \exp \left(\frac{6.83 \times 10^7 (\phi + V_0)^{1.5}}{\beta E} \right) \quad (6)$$

図7 パラメータ S_a/A_a と β の関係
Fig.7. Relationship between parameters S_a/A_a and β

図8 電子の運動エネルギーとパラメータ K の温度依存性

Fig.8. Temperature dependency of electron kinetic energy and parameter K

ただし、 e (C) は素電荷、 β は電界放出発生位置での電界増倍係数、 S_a (cm²) は放出面積 S と放出電子が破壊を導く確率 P_{FE} の積、 ϕ (eV) は電極金属の仕事関数、 V_0 (eV) は真空準位から見た液体ヘリウム中の伝導帯レベル、 E (V/cm) は巨視的な外部電界強度である。ここでは、 ϕ の典型的な値として $\phi = 4.5$ eV、 V_0 値は $V_0 = 1.05$ eV とした⁽¹³⁾。また S_{a0} 、 A_{a0} は面積効果の基準に選んだ電極に対する値である。図6に HeII (1.4 K) 中における破壊遅れ特性を (6) 式にフィッティングした結果 (F-N プロット) を示す。同図より、実験結果はほぼ (6) 式にフィッティングでき、このことから HeII 中における電界放出による初期電子生成が示唆される。F-N プロットから推定される電界増倍係数 β の値は $10^2 \sim 10^3$ とかなり大きい、これは突起形状が複数の突起が重なり合ったような複雑な形状であることを物語っている⁽¹⁴⁾。次に、F-N プロットより得られた電界増倍係数 β および S_a/A_a の関係を図7に示す。同図には、HeII (1.85 K) の結果もあわせて示している。同図において液体温度に関係なく次の実験式が成立する。

$$\frac{S_a}{A_a} = \frac{K}{\beta r} \quad (7)$$

ここで K 、 r は実験定数である。別報(9)で報告したように、 r はパルス電界に対する形状パラメータと物理的に同義である。同図より、 r の値は液体温度に殆ど影響を受けないが、 K の値は液体温度が低くなるほど大きくなることからわかる。著者らによって HeI についても同様の実験式が成立することが既に報告されているが⁽⁹⁾、その場合 $K = 10^{-6} \sim 10^{-7}$ であったのに比べ、HeII ではこれよりも数桁大きな値となっている。前述のように A_a は温度に関係なく定義されているので、(7) 式から液体温度の低下に伴う K の増加は S_a の増加によるものと考えられる。前述のように、 S_a は S と P_{FE} の積であるが、 S は突起の形状で決まり、 A_a と同様に液体温度によ

図9 統計遅れの電極面積及び電界強度依存性

Fig.9. Effects of electrode area and electric field strength on statistical time lag

る影響は考え難い。一方、電界放出電子が破壊を導く確率 P_{FE} は、液体ヘリウム中の電子移動度の温度依存性から、温度依存性を示すことが予想される。＜4・2＞節でも述べたように、初期電子生成後の火花形成過程は現段階において未だ明らかでないが、電子的な破壊形成プロセスを仮定すれば、確率 P_{FE} は電界によって液体ヘリウム中で加速された電子の運動エネルギー $\varepsilon = m\mu^2 E^2/2$ に依存することが予想される（ただし m は電子1個の質量）。試みに、低電界領域で飛行時間法で測定された μ の温度依存性⁽¹¹⁾ より電子エネルギー ε を計算し、図7におけるパラメータ K の温度依存性と比較した結果を図8に示す。同図より、液体温度の低下に伴う電子の運動エネルギーの増加率と K の増加率は定量的にもよく一致していることがわかる。確率 P_{FE} は、単純に電子エネルギー ε に比例するとも考えられないが、同図の結果は温度低下に伴う統計遅れの減少が、液体ヘリウム中における電子移動度の温度依存性と密接に関係していることを裏付けている。

実験で観測される統計遅れは、電極表面上の様々な電界増倍係数を有する突起のうち最も速く電子を放出する突起が電界放出に要する時間に対応しているものと考えることができ、その条件 $\partial t_s / \partial \beta = 0$ から、(6)、(7) 式より次式を得る⁽⁹⁾。

$$A_a t_s = \frac{3.57 \times 10^{27}}{K} E^{-r} \quad (8)$$

図9に HeII 中における統計遅れの測定結果を (8) 式にフィッティングした結果を示す。同図より実験結果はほぼ (8) 式にしたがっていることが確認でき、電界放出による初期電子生成を裏付けている。同図は、液体温度の低下に伴って K が増大し、統計遅れ t_s が減少することを示している。(8) 式へのフィッティングにより決定されるパラメータ K の値は、何れの温度においても図7における (7) 式への

フィッティング結果と一致しており、このことから(8)式の妥当性を確認することができる。以上より、HeII 中における破壊遅れでは、形成遅れよりむしろ統計遅れの液体温度依存性の方が顕著であることがわかった。

5. むすび

本研究では、飽和超流動ヘリウム HeII 中における直流破壊電界および破壊遅れの液体温度ならびに電極サイズに対する依存性を調べ、常流動ヘリウム HeI との比較を行った。主な結果は以下の通りである。

(1) HeI, HeII のいずれにおいても液体温度に関係なく、サイズ効果としては面積効果、また初期電子生成機構としては陰極表面からの電界放出が支配的であると考えられる。

(2) 直流破壊では、HeI から HeII へと液体温度が低下すると放電可能領域が広がり、電極サイズ増加に対する破壊電界強度の低下割合が増大する。この結果は、HeII が大型の超電導マグネットの冷媒として用いられる場合が多いことを考えると、電気絶縁設計上特に重要である。

(3) HeI から HeII 更に HeII 中においても液体温度の低下にしたがって破壊遅れ、特に統計遅れが短くなる傾向を確認した。これは液体温度の低下に伴う電子移動度の増加により、電界放出電子の運動エネルギー、ひいては破壊誘起確率が増大した結果であると考えられる。

本研究の一部は、九州大学-九州電力(株)間の共同研究および文部省科学研究費基盤研究(B)の援助を受けて行われた。記して感謝する。

(平成9年1月16日受付, 平成9年2月27日再受付)

文 献

- (1) T. Satow, et al.: "Present Status of Design and Manufacture of the Superconducting Magnets for the Large Helical Device", IEEE Trans. on Applied Superconductivity, Vol.3, pp.365-372 (1993)
- (2) 原、他: 「加圧超流動ヘリウムの絶縁破壊特性と破壊前駆現象」、電学論A, Vol.114, pp.296-302 (1994)
- (3) J.M. Goldschwarz, et al.: "Electrical Breakdown of Liquid Helium", Brit. J. Appl. Phys., Vol.17, pp.1083-1089 (1966)
- (4) K.F. Hwang: "Dielectric Strength of Helium Vapor and Liquid at Temperatures between 1.4 and 4.2 K", Adv. in Cryo. Eng., Vol.23, pp.110-117 (1978)
- (5) 藤井、他: 「液体ヘリウムのインパルス破壊および破壊遅れ特性」、電学論A, Vol.100, pp.1-8 (1980)
- (6) 大野、他: 「飽和超流動ヘリウム中の電気絶縁破壊における複合ストレス効果」、電学研資, ED-95-280 (1995)
- (7) J. Suehiro, et al.: "Statistical Characteristics of Electrical Breakdown in Saturated Superfluid Helium", Proc. 12th ICDL, pp.320-323 (1996)
- (8) J. Suehiro, et al.: "Pulsed Electrical Breakdown in Liquid Helium in the μ s Range", IEEE Trans. on DEI, Vol.1, pp.403-406 (1994)
- (9) J. Suehiro, et al.: "Size Effect and Statistical Characteristics of dc

and Pulsed Breakdown of Liquid Helium", IEEE Trans. on DEI, Vol.3, pp.507-514 (1996)

- (10) H. Goshima, et al.: "Weibull Statistical Analysis of Area and Volume Effects on the Breakdown Strength in Liquid Nitrogen", IEEE Trans. on DEI, Vol.2, pp.385-393 (1995)
- (11) K.W. Schwarz: "Charge-Carrier Mobilities in Liquid Helium at the Vapor Pressure", Phys. Rev. A., Vol.6, pp.837-844 (1972)
- (12) R.H. Fowler, et al.: "Electron Emission in Intense Electric Fields", Proc. Roy. Soc., Vol.A119, pp.173-181 (1928)
- (13) B.E. Springett, et al.: "Stability Criterion for the Localization of an Excess Electron in a Nonpolar Fluid", J. Chem. Phys., Vol.48, pp.2720-2731 (1968)
- (14) M. Jimenez, et al.: "Electron Field Emission from Large-area Cathodes: Evidence for the Projection Model", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol.27, pp.1038-1045 (1994)

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。

高橋 卓二(学生員) 昭和47年10月31日生。平成7年3月

九州大学工学部電気工学科卒業。同年4月九州大学大学院工学研究科修士課程入学。平成8年4月同システム情報科学研究科へ転科。主として、超電導機器の電気絶縁に関する研究に従事。

見山 雅英(正員) 昭和41年5月20日生。平成3年3月九

州大学大学院総合理工学研究科修士課程修了。同年4月九州電力(株)入社。平成6年4月九州大学大学院工学研究科博士課程に入学。平成8年4月同システム情報科学研究科へ転科。主として、超電導機器の電気絶縁に関する研究に従事。

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。