液体ナトリウムの熱伝達特性

(北海道大学) 石 黒 亮 二

FBRの冷却材として用いられる液体Naは、在来から広く用いられている非金属熱媒体に比べて、熱的な物性値が大変違っているので、熱伝達特性にもかなりの相違がみられる。本稿では、液体Naの单相流の熱伝達について基礎的な事柄を平易に解説し、その特異性の根本的な理解に資する。

I. ま え が き

最近、本学会で発表される論文のなかに熱工学と関連深いものをしばしば見掛ける。これら応用的な立場で起る熱工学の諸問題には、多数の現象の絡まり合った複雑な系が含まれていて、公式通りには取り扱いえないことが少なくない。当面する問題に正しく対処し、信頼性の高い解を得るためには、やはり基本的な事柄を根本的に理解していることが大切である。

本稿では、FBRの冷却材として重要な液体Naの熱伝達につき解説を試みる。Naは金属であるので、多くの記述は液体金属熱媒体一般について共通の事柄である。液体金属の熱伝達については、すでに本誌を初めいろいろな出版物に総説や展望が発表されているが^{(1)~(6)}、本稿は最近の先端的な研究成果を紹介する主旨ではなく、伝熱学の基礎的な考察の上で液体金属がほかの一般的な熱媒体とどのように相違し、その結果伝熱の計算にどのような配慮が必要となるかといったことに主点をおいて、主に最近のNaによるデータを用いて平易に説明する。

熱工学の諸問題のうち、専門外の方にとって理解し難いのは、やはり固体壁と流体との間の熱交換に関する問題、すなわち熱伝達であろうと思われる。そもそも熱伝達率なるものがあまりにも簡単な定義に従っていて、本来流れ場と温度場の複雑な相互関係の上に成り立っている熱伝達の現象を充分表現し切っていないことが意味を曖昧にするのであろう。このような観点から、本稿ではまず熱伝達率についての一般的な説明から始めることにしたい。

II. 熱伝達率算出の原理

熱伝達率 h は、壁面とそれに接する流体間の熱交換

におけるコンダクタンスを表わす係数で、単位面積当たり単位時間に交換された熱量、すなわち熱流束 q を、壁面と流体との温度差 Δt で除して求められる値である。この導出過程で q には伝熱面全体の平均値、または局所の値を用いる。そのいずれの場合でも、 q は物理的に明確な意味を持っている。それに対して、 Δt の取り方についてはあまり確たる根拠が見出せない。すなわち、壁面近傍を流れる流体は、壁面との熱交換によって温度が壁からの距離の関数として変化するにもかかわらず、どの位置の温度を流体温度として Δt を求めているのかといった情報は h の中には含まれておらず、それぞれの系に対して慣例的に取り決められた方法にまかされている。換言すれば、そのような壁近傍の温度変化の様子が実は q の大小を左右する根源なのであって、 Δt の決定にあたって用いた流体温度は便宜的に決められた1つの代表値にすぎず、したがって h の値に最も大きな影響を持つはずの流体中の温度変化に関する詳細は不明確にされている。しかも、この温度変化の様子は、流れ場や壁面の熱的境界条件などに複雑に依存する量であって、それらのわずかな相違が h の値に大きな影響を与える。

それでは、この温度変化の様子はどのように推算されるであろうか。流体中の熱移動は1つには固体中の熱移動と同様に熱伝導により、もう1つは熱量を保有した流体が流れ移動すること、すなわち対流によっている。前者はいうまでもなく温度勾配とその流体の熱伝導率 λ に比例する量であって、流れ場とは直接的な関係を持たぬ量である。それに反して、後者を求める

Heat Transfer Characteristics of Liquid Sodium Flow Field, Ryoji ISHIGURO.

(1977年 9月16日 受理)

には流れ場の詳細がわかっている必要がある。もちろん、このようにして移動させられた全熱量がその場の温度分布を形成するのであるから、前者に対しては、流れ場は間接的ながら大きな影響を与えることはいうまでもない。

熱伝達ではつねに壁近傍の現象が重要である。それは、熱伝達が壁と流体間の熱交換の問題だからである。一般に壁近傍の流れ場は、流体の持つ粘性のため壁からの強い影響を受け、速度の激しく変化する部分、すなわち境界層^{*}を形成する。また、細長い流路内の流れでは周囲の壁から生じた境界層がくっつき合っ流場全体が境界層となっていると考えることができる。このような境界層の中では粘性力が大きな役割を果たすので、流れ場の解析にあたっては慣性力、圧力、体積力のほかに粘性力の影響を含んだ運動方程式、すなわち Navier-Stokes 式を用いねばならない。また、どのような流れ場も連続の式を満たすべきなので、それらの式が連立して解かれねばならぬ。とはいっても、これらの方程式は大変複雑であり、そのままの形で解が得られるものではなく、通常は境界層の厚さが流路の長さに対して薄いためであることに基づく近似を行なって、初めて解くことができ、速度場が明らかとなる。この近似のことを境界層近似という。

速度場と同様、壁との熱交換によって温度が激しく変化する部分も、一般的には壁面近傍の比較的薄い層の中に限られる。この層を温度境界層^{**}といい、上述のように求まった速度場によって運ばれる熱量と、熱伝導による熱移動のバランスから導かれた温度境界層のエネルギー方程式を解くことによって、層内の温度分布が得られる。そして、この場合も境界層近似が行われることはいうまでもない。

以上のような複雑な手続きによって、初めて壁面近傍の流体中の温度分布の様相が明らかとなり、 q あるいは h が推算される。

Ⅲ. 液体金属の特異性

水や空気など従来の熱媒体に対し、液体金属は次の2つの性質で非常に違っている。

- (1) 熱伝導率が大変大きいこと
- (2) プラントル数が非常に小さいこと

(1)の性質は、流速が非常に小さい流れ場で特徴ある様相を示す可能性を与える。すなわち、水や空気など非金属熱媒体にあっては、熱伝導率が大きくないので主流の方向へ運ばれる熱量は主に流れによりもたらされる対流分であり、熱伝導の効果はそれに比べて無視

できた。したがって、理論解析における境界層近似の際にこの項を省略していた。しかし、液体金属では熱伝導の項が小さくないので、流速の遅いところでこの省略が必ずしも妥当でない懸念がある。この省略が不可能であれば、エネルギー式を解くことが大変複雑となる。

(2)のプラントル数 Pr というのは、動粘性係数 ν^{**} を温度伝導率 a^{**} で除した値である。 ν が粘性による運動量の拡散係数を意味するのに対し、 a が温度の拡散を示す係数であることから、 Pr が小さいということは速度境界層に比べて温度境界層が厚くなることを意味する。第1図は両境界層の相対関係を示す説明図であるが、液体金属では熱伝達に直接的な関係を持つ温度境界層が厚くなり、しかも多くの場合には図示の割合よりずっと厚くなって、速度境界層は温度境界層のごく一部分を占めるにすぎなくなることから、その効果を無視し、流れ場の基礎式より粘性の項を省略して、解析を大幅に簡単化できる可能性を持つ。

第1図 速度境界層と温度境界層

このように、液体金属の熱伝達の特徴の基本的な事柄の多くが境界層に関連しているのであるから、次章以降では、流れ場を境界層の性質により、物体まわりの場と流路内の場の2つに分類して説明を進めることにする。

* 境界層には比較的主流速度が小さく、また主流乱れの小さいときに生ずる流れの整然とした層流境界層と、流線が入り乱れて乱雑な動きをする乱流境界層があるが、この章では説明を簡明にするために層流境界層に限定して話を進める。

** これに対し、前述した流れ場の境界層を特に速度境界層という。

** $\nu = \mu / \rho$ (μ : 粘性係数, ρ : 密度)

** $a = \lambda / \rho \cdot C$ (λ : 熱伝導率, ρ : 密度, C : 比熱)

Ⅳ. 物体まわりの熱伝達

主流に平行におかれた平板上の流れ場は、物体まわりの場の典型的な1例である。この場合、境界層はほかの面に邪魔されず、また単調に下流に向かって発達するので、境界層の基礎的な性質を検討するのに適している。しかし、このような場の熱伝達は、管内流の場などに比べると工業装置に対する実用性が幾分少ないものであり、また逆に測定はいろいろな面で管内流の場より困難なので、従来あまり研究されていなかった。

物体まわりの場の別の1例として、主流に直交しておかれた単管外面の熱伝達の問題がある。この系は管群外面などの熱伝達計算の基礎としての実用性があるため、古くから取り扱われており、最初の論文は1958年に Grosh-Cess⁷⁾ によって発表されている。彼らはこの問題を純理論的に考察し、前述のように液体金属では温度境界層に比べて速度境界層が非常に薄いものであるという性質を利用して、流れの場を非粘性流(ポテンシャル流)で近似して熱伝達の解を得たものである。しかし、そのような近似がどの程度実際の場に適用できるかの検討は充分に行われていない。

Andrevskii⁸⁾ は1961年に Na 流に直交する単管外面の平均熱伝達率を実測して発表した⁸⁾が、この結果は Grosh-Cess による計算値との差が大きく、また熱伝達率の変化の傾向が、あるところから急変するといった納得し難いいくつかの問題点を含むものであった。

筆者ら^{9,10)}は、かねてこの系に注目し、液体 Na の熱伝達の特異性を基本的な理解するための一助とする目的で、熱伝達の精度高い測定を試み、その一部を研究論文として本誌に発表した。第2図は、平均熱伝達率 h_m をヌセルト数 Nu^* の形でペクレ数 Pe^{**} に対して示したもので、一つの特定の管が流れの中に置かれた場合に限定していえば、単に縦軸を平均熱伝達率、横軸を流速であると理解していただいてよい。実験上の制約から、この場合の管の熱的条件は、等温でも等熱流束の分布でもなく、その中間である。図中参考のために Grosh-Cess⁷⁾ による非粘性流の仮定に基づく等温壁と等熱流束壁の解を示すが、実測値は Pe の大きいところではそのいずれからも離れていて、実用的な Pe の範囲では非粘性流の仮定の用いられないことが明瞭である。

第2図 単管をよぎるNa流の平均熱伝達率

この不一致の原因を明らかにするために、第3図は円周上の局所熱伝達率の分布の1例を示した。図によれば通常の境界層の発達している円筒前面では、境界層の存在を無視した Grosh-Cess の解が実験値と比較的に一致を示していて、液体金属の特徴がよく表われていることがわかる。それに対して、不一致の大きい部分は管の背面剝離域であり、この部分では境界

層の有無の問題よりは主流自身が非粘性流の場とは大いに異なっていることが大きな原因になっていると思

* $Nu = h \cdot d / \lambda$ (h : 熱伝達率, d : 管の直径, λ : 流体の熱伝導率)

** $Pe (= Re \cdot Pr) = u \cdot d / a$ (Re : レイノルズ数, Pr : プラントル数, u : 流速, d : 管の直径, a : 流体の温度伝導率)

第3図 単管をよぎる Na 流の局所熱伝達率の分布

われる。さらに図を詳細に観察すると、剥離点以前ですでに不一致が顕著になりかけているのが認められる。この部分は剥離域の形成のために主流の速度分布がかなり変化させられる領域であり、これらのことから境界層自身の存在は熱伝達にさほど影響しないとしても、その形成や剥離のためにもたらされる主流の変化が結局熱伝達率に影響するものであることがわかる。

一方、第2図で見られるように、 Pe の小さいところでの平均 Nu は非粘性流れ場での結果に漸近してゆく。しかし、 Pe の小さいことは管径ないしは流速の小さいことを意味し、実用性の少ないごく細い管の場合とか、太い管であれば流速が遅くて自然対流の混在を考慮しなければならぬような場でしか非粘性流の仮定が用いられないことを示す。

V. 管内流の熱伝達

管内流熱伝達を検討するのに、ここでは比較的レイノルズ数 Re の小さい(流速の遅い)層流の場合と、 Re の大きい(流速の大きい)乱流の場合に大別する。

層流の場合における液体金属の本質的な特異性はやはり流体中の管軸方向への熱伝導の効果である。前述のように一般に非金属熱媒体の管内流の解析では、管軸方向の熱移動に関して、流れが運ぶエンタルピー、すなわち対流分には比熱伝導による分は無視しうるのであるが、液体金属では熱伝導率が大いいため、このような近似法に自ずと一定の制限が生ずるはずである。対流効果に対する熱伝導効果の大小は、その流れ場の Pe によって左右され、 Pe の大きいときには対流効果が大きくて熱伝導効果が無視しうるものである。非金属熱媒体では Pe 100 以下の流れ場は実用的にほとんど考えられないのに対し、液体金属では Pr が非常

に小さい結果として Pe 数が1以下の流れ場すら考えなければならぬ状況であるので、当然管軸方向の熱伝導効果についての詳細な検討が必要となるのである。このことに関するいくつかの研究はすでに成されている⁽¹¹⁾が、明確な結論を得るには至っていない。すなわち、長い管の入口より充分距離のある部分において、この効果の大きくないことは自明であるが、入口を含む管の平均熱伝達率に対してどのような条件でこの効果が無視しうるかの点には依然疑問が残っている。

一方、 Re が大きい場合には流れは乱流となり、乱流混合に基づく熱移動の効果が加わって問題は一層複雑となる。もちろん、この場合は Pe が大きいのであるから、上述の管軸方向の熱伝導の効果は無視されてよい。

一般に管内乱流に対する熱伝達の解析は、アナロジーと呼ばれる方法で行われることが多い。すなわち、管内流れの摩擦抵抗係数(または速度分布)の挙動から熱伝達率(または温度分布)の挙動を類推しようとするものである。この計算にあたり、在来の非金属熱媒体では、乱流混合の大きな管中心の部分で、混合によって移動する熱量に対して、熱伝導によって移動する熱量が省略できる程度であると仮定して来た。しかし、液体金属ではその熱伝導率が非常に大きいので、このような近似が成立しえなくなるのである*。

Martinelli⁽¹²⁾ は管中心部分の熱伝導の効果省略せずにアナロジーの計算を行い、1947年に液体金属に有効な管内乱流熱伝達率の推算式を得た。しかし、この式は大変複雑な形をしており実用に不便であったため、Lyon⁽¹³⁾ はその結果を簡単な関係式にまとめ直して有名な Martinelli-Lyon の式が作られた。

$$Nu = 7 + 0.025 Pe^{0.8}$$

これは液体金属熱伝達に関する先駆的な仕事としてよく知られている。

その後、高速炉への応用などのために、Na やその他の液体金属を用いて多くの測定が行われるようになると、上記 Martinelli-Lyon の式があまり実測値と合わないことが明らかとなり、その原因に対する検討が盛んに行われるようになった。液体金属では、そもそも境界層内の熱抵抗が小さいのであるから、非金属で

* これは管の半径方向の熱流についてのことである。管軸方向の熱流については、この場合は Pe が大きいのであるから、流れにより運ばれるもののみ考え、それに比べて熱伝導によるもの、乱流拡散によるものは共に無視してある。

あまり問題にならないような諸抵抗が目立って来ることになろう。このようなものとして、液体金属と固体壁の間の濡れの悪いことの効果、壁面上の汚れの効果、封入ガスの混入の効果、あるいは Martinelli の理論の不完全さなどが検討された。しかし、どれも決定的な原因とはなりえず、現在ではそのいくつかが重なり合って影響を与えているものと了解されている。

結局、実測に基づいて Subbotin⁽¹⁴⁾ は等熱流束加熱面に対して

$$Nu = 5 + 0.025 Pe^{0.8}$$

の式を提案し、この式が現在最も信頼性のある推算式として Dwyer⁽¹⁵⁾ など多くの研究者によって支持されている。

一般に乱流とは、多数の流体塊が流線をよぎって乱雑に入り乱れる流れ場をいうが、それらの流体塊は乱れのために自分自身の持つ速度とは違った流速のところへ入り込むことでその部分へ運動量を輸送する。また、自分自身の温度と違う温度のところへ入り込むことでその部分へ熱量を輸送する。これらの効果を層流における分子拡散のもたらす効果と同様に考え、動粘性係数 ν 、温度伝導率 α と同じ形にまとめたものを、それぞれ運動量のうず拡散係数 ε_m 、熱量のうず拡散係数 ε_h という。また、 ν/α をプラントル数と呼ぶのに対して、 $\varepsilon_m/\varepsilon_h$ を乱流プラントル数*という。 ν や α は流体の物質に固有な値、すなわち物性値であるが、 ε_m や ε_h は流れ場の乱れの度合に依存するもので、同じ流体に対しても場が違えば異なった値となる。また、同じ場の中でも場所によって変化する。したがって、乱流プラントル数もまた場の性質や位置によって変化する量であるが、従来多く用いられた非金属熱媒体の通常の流動状態の伝熱の計算には、平均的に場の全体で1であると仮定することができた。また、より詳細な検討によれば、境界層に対して0.7、ウエーク(物体の後方にできる流れ)に対して0.5といった値が報告されていた。これに対して、液体金属では熱伝達の実験結果から推察される乱流プラントル数は1より大きき**の値を与えるのである。そして、このことが Martinelli-Lyon の式の不完全さの1つとみられることもあって、今日まで多くの研究が成されて来た⁽⁴⁾⁻⁽⁶⁾。いうまでもなく、うず拡散係数の値は乱流の本質と深くかかわっているものであるから、乱流について多くが知られていない現時点で乱流プラントル数についての明解な説明を期待することはできない。しかし、その解明に向って今日なおいろいろな角度からの検討が続けられている⁽¹⁶⁾。最近の研究⁽¹⁷⁾によれば、乱流プ

ラントル数には流れの持つ特性に加えて、壁面の熱的な条件(例えば、濡れに対する性質など)が重なって影響を与えることが明らかとなるなど、研究の成果は次第に蓄積されつつある。

わが国における Na の管内单相流熱伝達の研究として、筆者も参加して行なった日本原子力研究所の黒柳ら⁽¹⁸⁾の実験がある。液体金属熱媒体のもう1つの特徴として、固体壁の熱的境界条件の影響を受けやすいことを挙げるができるので、この実験では管軸方向に熱流束分布を制御できるように作られた試験部を用い、熱流束分布一定の場合の測定値を求めて従来のものと比較するとともに、管壁温度一定の場合、正弦状熱流束分布の場合の実験を行なって熱的境界条件が熱伝達に及ぼす効果について調べている。第4図は熱流束一定のときの発達した領域における Nu を、第5図は管壁温度一定の場合の局所ヌセルト数と局所熱流束の分布の1例を、第6図は正弦状熱流束分布のときの局所ヌセルト数を示す。熱流束一定の発達した領域での Nu は、図示のようにほぼ前述の Subbotinらの式に一致しており、その場合の熱的助走区間の長さは Pe とともに増加し、 Pe が360で直径の約10倍になることが知れた。また、管壁温度一定で発達した状態での熱伝達率が熱流束一定のものに比べて約1.3倍程度であることも確かめられた。従来は、熱的境界条件

第4図 充分発達した管内の Na 流の熱伝達率(熱流束一定の場合)

* この逆数 $\psi (= \varepsilon_h / \varepsilon_m)$ の形で用いられる場合も少なくない。

** したがって、 ψ は1より小さめとなる。

や助走域の長さなどにつき充分考慮の成されていない計算例もまま見掛けるが、熱伝達率推算式の利用にあたって通常の熱媒体における場合以上に注意が必要であろう。

第5図 管壁温度一定のときの管内のNa流の熱流束と局所熱伝達率の分布

第6図 正弦状熱流束分布のときの管内のNa流の局所熱伝達率の分布

Ⅶ. む す び

流路の形状はいうまでもなく流れ場、温度場に根本*

的な影響を与えるものである。例えば円形断面の流路のために作られた熱伝達率の推算式を、それと異なる断面形状の計算に用いることは正しくない。しかし、一般に実用機器内の流路はまちまちの形状をしていて、それぞれの流路に適した推算式がすべて求められているわけではない。また、形状が複雑であって求めえないことも少なくない。したがって、特別に高い精度を必要とする場合を除き、長い流路はいわゆる水力直径 d_* を用いて円管に近似し、円管に対する流動抵抗や熱伝達の推算式を用いる。また、管群をよぎる流れに対しては、2列目、3列目、……の管列に対してそれぞれ適当な補正係数を乗ずることで、単管をよぎる場合の式で計算することもある。しかし、このような通常の工学的近似法が液体金属に対して、どのような条件下で使用可能であるかは、多くのデータの蓄積によって初めて明らかとなることであり、その意味では流路形状や伝熱面配置が実機に近いものの測定結果の集積がまた大切である。特に原子力用機器にあっては、安全確保の立場などから、このような試みがますます重要な意味を持つことになる。しかし、いかに実用性の高い測定結果といえども、これを基礎工学的に解析して普遍化することなしには汎用性は生れない。開発研究においては、そのことを常に心掛けるべきであるというのが筆者の立場である。

一方、相変化を伴う熱伝達の問題もまた重要である。FBR 炉心では、定常状態においては沸騰は起らぬように計画されているが、燃料被覆管表面は高熱流束を担っている。負荷変動時などに局所的にボイドの発生することが充分予想される。FBRではNaボイドの発生が核的には出力逸走の方向となる危険もあり、沸騰現象の解明は安全性の問題で重要な研究対象である。

また、FBR 安全性に関連して、炉圧力容器の上部不活性ガス層に対するNaの蒸発、不活性ガス中のNa蒸気の諸機器への蒸着の問題など、物質移動を伴う諸現象の解明もまた重要である。

Na熱媒体の利用は、ただにFBRに限るものではない。例えば熱エネルギー有効利用の立場から、複合ランキン・サイクルの計画が再び注目されているが、そのための高温側熱媒体としてのアルカリ金属の利用も有望なものの1つであろう。この目的のためには、中間熱交換器におけるアルカリ金属の凝縮の問題が大切な研究対象となる。

* $d_* = 4A/L$ (A : 流路の断面積, L : 濡れぶち長さ)

以上、複雑な流路や相変化を含む諸問題の研究はすでに多くの研究者により盛んに行われており、本学会における関連の発表も決して少ないものではない。しかし、これらは一段と複雑であって、現時点では多分に現象論的な取扱いが行い得るにすぎぬため、基本的な説明に主点を置くこの解説には取り入れなかった。

本稿をまとめるにあたり、北海道大学工学部助手杉山憲一郎君には、資料の調査、整理などでご協力いただいた。付記して衷心より謝意を表する。

— 参 考 文 献 —

- (1) 堀 雅夫: 機械誌, 68, 1665 (1965).
- (2) STEIN, R.R.: "Advances in Heat Transfer", 3 (1966), Academic Press.
- (3) 岐美 格: 本 誌, 9[12], 710 (1967).
- (4) 佐野川好母: "伝熱工学の進展", 1 (1973), 養賢堂.
- (5) DWYER, O.E.: "Progress in Heat and Mass Transfer", 7 (1973), Pergamon Press.
- (6) 青木成文: 機械誌, 78, 426 (1975).
- (7) GROSH, R.J., CESS, R.D.: Trans. ASME, 80, 667 (1958).
- (8) ANDREEVSKII, A.A.: Sov. J. At. Energy, 7, 745 (1961).
- (9) 石黒亮二, 他: 本 誌, 17[5], 250 (1975).
- (10) 石黒亮二, 他: 同 上, 19[1], 49 (1977).
- (11) BURCHILL, W.E., et al.: J. Heat Transfer, 90, 283 (1968).
- (12) MARTINELLI, R.C.: Trans. ASME, 69, 947 (1947).
- (13) LYON, R.N.: ORNL-361, (1949).
- (14) SUBBOTIN, V.L., et al.: Atomkernenergie, 13, 380 (1962).
- (15) DWYER, O.E.: At. Energy Rev., 4, 3 (1966).
- (16) RAMM, H., JOHANNSEN, K.: J. Heat Transfer, 97, 231 (1975).
- (17) DWYER, O.E., et al.: Int. J. Heat Mass Transfer, 20, 141 (1977).
- (18) 黒柳利之, 他: 機械学会論文集, 38, 2897 (1972).

投 稿 歓 迎!

(1975.11. 一部改正)

本誌「投稿欄」の内容は、次のとおりです。(* 欧文は「欧文誌」に掲載)

◆掲載料は1篇5ページ以内は1ページにつき5,000円, 6~10ページは1ページにつき10,000円, 11ページ以上は1ページにつき15,000円に改定されましたので、ご留意願います。◆

- ① 研究論文* 研究の対象・方法あるいは結果に独創性・創造性があり、かつ明確で価値ある結論や事実を含み、未公開のもの。
- ② 技術報告* 材料の製作・施設・設備・装置等の設計・試験・運転などの新しい経験やその結論をまとめた実用価値のある論文で、未公開のもの。
- ③ ショート・ノート*(3頁以内) 研究・技術上の独創的かつ重要な発見または結論を含む論文の速報。
- ④ レター*(1~2頁) 掲載論文に対する質疑応答および意見。
- ⑤ 資 料* 研究・技術に関する参考資料および調査集計報告など。
- ⑥ 私のノートから(2頁以内) 各専門分野の研究または技術上の経験、斬新なアイデア、珍しい実験結果など。(掲載料不要)
- ⑦ 談話室(2頁以内) 内外の会議・学会などの見聞記・感想、あるいは原子力を含む科学・技術に対する提言など。(同 上)
- ⑧ 新刊紹介(約0.5頁) 会員の役に立ち、興味のあると思われる内外の出版物の書評および紹介。(同 上)
- ⑨ 会員のこえ(約0.5頁) 本会および本誌などに対する批判的ご意見・ご希望・ご提案などの自由投書(用紙自由, 誌上匿名可)。(同 上)

巻頭言, 特別寄稿, 解説, 総説, 講演, 特集等は編集委員会で立案・企画して執筆依頼する。

ご投稿には、「投稿規程」および「投稿の手引」に従って、所定の原稿用紙(30枚綴り1冊200円+140円; 欧文は市販のタイプ用紙)により、「投稿票」(付チェックリスト)(1部50円, 10部500円)を添付して事務局宛ご送付下さい。