



JAEA-Research

2016-001

DOI:10.11484/jaea-research-2016-001

JAEA-Research

高温ガス炉設計のための統計的工学的安全係数の 因子間の相互干渉効果に関する研究

Study on Correlation Effect between Factors of Statistical Hot Spot Factor
for HTGR Design

深谷 裕司 西原 哲夫

Yuji FUKAYA and Tetsuo NISHIHARA

原子力科学研究部門

高温ガス炉水素・熱利用研究センター

小型高温ガス炉研究開発ディビジョン

Small-sized HTGR Research and Development Division

HTGR Hydrogen and Heat Application Research Center

Sector of Nuclear Science Research

May 2016

Japan Atomic Energy Agency

日本原子力研究開発機構

本レポートは国立研究開発法人日本原子力研究開発機構が不定期に発行する成果報告書です。
本レポートの入手並びに著作権利用に関するお問い合わせは、下記あてにお問い合わせ下さい。
なお、本レポートの全文は日本原子力研究開発機構ホームページ (<http://www.jaea.go.jp>)
より発信されています。

国立研究開発法人日本原子力研究開発機構 研究連携成果展開部 研究成果管理課
〒319-1195 茨城県那珂郡東海村大字白方2番地4
電話 029-282-6387, Fax 029-282-5920, E-mail:ird-support@jaea.go.jp

This report is issued irregularly by Japan Atomic Energy Agency.
Inquiries about availability and/or copyright of this report should be addressed to
Institutional Repository Section,
Intellectual Resources Management and R&D Collaboration Department,
Japan Atomic Energy Agency.
2-4 Shirakata, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-1195 Japan
Tel +81-29-282-6387, Fax +81-29-282-5920, E-mail:ird-support@jaea.go.jp

© Japan Atomic Energy Agency, 2016

高温ガス炉設計のための統計的工学的安全係数の因子間の相互干渉効果に関する研究

日本原子力研究開発機構 原子力科学研究部門 高温ガス炉水素・熱利用研究センター
小型高温ガス炉研究開発ディビジョン

深谷 裕司、西原 哲夫

(2016年1月18日 受理)

高温ガス炉設計のための統計的工学的安全係数（ランダム因子）の因子間の相互干渉効果に関する研究を行った。工学的安全係数は多くの原子炉における熱流動安全解析に用いられ、物理的、技術的な不確定性を考慮しその評価に反映させる。一般的に、工学的安全係数を考慮した諸評価値は安全上の制限値とのマージンを低減させるため、十分なマージンを確保するために炉心性能を低下させる必要がある。そのため、物理的、技術的な不確定性を厳密且つ最低限の反映をさせることにより、安全性を確保しつつ高い炉心性能の実現が可能となる。この観点から、軽水炉設計において統計的工学的安全係数の評価に確率論的手法（モンテカルロ法）を用いることにより、因子間の干渉効果が考慮できるため誤差の伝播を低減できるとの報告がなされている。高温ガス炉においても、スリーブ付き燃料において、スリーブと燃料コンパクト間のギャップの温度上昇の製造公差考慮による増大が出力密度増加時の課題及び制約になっている。この因子間には直接的な相関があり、モンテカルロ法の手法適用により改善が期待された。なお、モンテカルロ法では、因子間の相関を考慮できる反面、各因子の効果の寄与に分解できないという欠点があり、そのため、従来の統計的工学的安全係数の高度化手法を開発した。そして、モンテカルロ法および、本研究で開発した高度化手法により高温ガス炉の燃料温度に対する統計的工学的安全係数を評価した結果、有意な差は得られなかった。また、今後の工学的安全係数の高度化に資するために、現状においての工学的安全係数に関する運用の状況及び背景を整理し、それを受けて新しい工学的安全係数を提案した。

Study on Correlation Effect between Factors of Statistical Hot Spot Factor for HTGR Design

Yuji FUKAYA and Tetsuo NISHIHARA

Small-sized HTGR Research and Development Division
HTGR Hydrogen and Heat Application Research Center
Sector of Nuclear Science Research
Japan Atomic Energy Agency
Oarai-machi, Higashiibaraki-gun, Ibaraki-ken

(Received January 18, 2016)

A study on correlation effect between elements of statistical hot spot factor, which is also called “random factor”, for High Temperature Gas-cooled Reactor (HTGR) design had been performed. Hot spot factor have been employed for thermal hydraulics calculations of many reactors to consider uncertainty for physics and fabrication technology. In general, evaluated values with hot spot factor reduce the margin between safety limit and those values, and reactor specification should be degraded to remain sufficient safety margin. Therefore, both of safety and reactor specification can be remained if the uncertainty is correctly propagated. In this context, it is reported for light water reactor design that the propagated uncertainty can be reduced by statistical hot spot factor with numerical statistical approach, that is Monte Carlo method, because correlation effects for each factor can be considered. For HTGR with sleeve covered fuel, it is expected that the fuel temperature is also reduced by employing the same approach because the gap between sleeve and fuel compact, of which significant temperature increase is subject and restriction to increase power density, have direct correlation. In addition, Monte Carlo method treats correlation effect at the price of evaluating contribution of individual factor. Therefore, improved method based on conventional method has been developed in this study. Then, statistical hot spot factor for fuel temperature of HTGR was evaluated by Monte Carlo method and the improved method. As a result, it is not found significant difference between the results of the conventional method and improved method. Moreover, usage of hot spot factor and its background were investigated, and we proposed new hot spot factor reflecting on the investigation.

Keywords: HTGR, Hot Spot Factor, Correlation Effect, Monte Carlo Method

目次

1. 背景および目的	1
2. 工学的安全係数	2
2.1 系統的な不確かさと統計的な不確かさ	2
2.2 原子炉熱流動解析への導入の経緯	4
2.3 高温ガス炉への適用の現状	5
2.4 高温ガス炉における統計的工学的安全係数の改良の意義	7
3. 統計的工学的安全係数への因子間の相互干渉効果の考慮	8
3.1 感度解析コードシステムの開発	8
3.2 評価結果	10
4. 高温ガス炉の工学的安全係数の変遷とさらなる見直し	14
5. まとめ	17
謝辞	18
参考文献	19
付録 A 詳細な不確かさの伝播式の導出	21

Contents

1. Background and Objective	1
2. Hot Spot Factor	2
2.1 Systematic Uncertainty and Statistical Uncertainty	2
2.2 Introduction to Thermal Hydraulic Calculation of Nuclear Reactor	4
2.3 Current Status of Application for HTGR	5
2.4 Significance of Improving of Statistical Hot Spot Factor for HTGR	7
3. Consideration of Correlation Effect of Individual Element of Statistical Hot Spot Factor	8
3.1 Development of Sensitivity Analysis Code System	8
3.2 Calculation Result	10
4. Transition of Hot Spot Factor for HTGR and Improvement	14
5. Summary	17
Acknowledgements	18
References	19
Appendix A Detailed Derivation of Uncertainty Propagation Equation	21

図リスト

Fig. 2.1 Schematic diagram of error-----3
 Fig. 2.2 Histogram of sleeve external diameter -----6

表リスト

Table 2.1 Size and tolerance of fuel elements (mm) -----6
 Table 2.2 Random factor evaluated by previous study -----7
 Table 3.1 Random factor evaluated by conventional method----- 10
 Table 3.2 Random factor evaluated by improved method ----- 11
 Table 3.3 First term of random factor evaluated by improved method----- 11
 Table 3.4 Second term of random factor evaluated by improved method----- 12
 Table 3.5 Third term of random factor evaluated by improved method----- 12
 Table 3.6 Random factor evaluated by Monte Carlo method for each factor ----- 13
 Table 3.7 Root sum square of random factor ----- 13
 Table 4.1 Systematic factor for GTHTR300----- 15
 Table 4.2 Proposed hot spot factor to evaluate source term (systematic only) ----- 16

1. 背景および目的

工学的安全係数は多くの原子炉における安全解析に用いられ、物理的、技術的な不確定性を考慮しその評価に反映される。一般的に、工学的安全係数を考慮した諸評価値は安全上の制限値からのマージンを減少させ、十分な安全裕度を確保するために炉心性能を低下させることとなる。そのため、物理的、技術的な不確定性を厳密且つ最低限の反映をさせることにより、安全及び炉心性能の両者の確保が可能となる。この観点から、軽水炉設計において統計的工学的安全係数の評価に確率論的手法（モンテカルロ法）が用いられ、成功を収めているとの報告¹⁾がなされている。そこで、モンテカルロ法の適用による燃料温度の低減が高温ガス炉でも期待された。高温ガス炉では、被覆燃料粒子の健全性及びそこから放射性物質の放出挙動を決定する燃料温度が主な設計上の制約となっている。（詳細は 4 章に記載）そのため、高温ガス炉のスリーブ付き燃料炉心では、スリーブと燃料コンパクト間のギャップの温度上昇の製造公差考慮による増大が出力密度増加の課題や制約になっており、この値の改善が期待されてきた経緯がある。

そこで、本研究では、高温ガス炉燃料温度評価のために、各因子間の相互干渉効果を考慮できる手法を開発し、その効果を確認することを目的とする。さらに、今後の工学的安全係数の高度化に資するために、現状における工学的安全係数の運用の経緯と背景をまとめ、それを受けて新しい工学的安全係数を提案することを目的とする。

2. 工学的安全係数

2.1 系統的な不確かさと統計的な不確かさ

工学的安全係数は、大まかに言えば、ある物理量を評価する際に必要な各項目に付随する不確かさを積み上げるための手段である。

ここで、本研究では、誤差ではなく不確かさという表現を用いる。これまでの工学的安全係数の研究では、この差は明確ではなく、一様に誤差という表現が用いられてきた²⁾。しかし、近年では、誤差と明確に区別し不確かさという表現が用いられるようになってきた。誤差とは真値があるものに対して、真値からの偏差を指し、不確かさは真値がないものに対し、期待値からの偏差を指すとの理解が一般的なようである。例えば、大量生産による製造の不確かさについては、その各々の寸法が、それぞれについて真値であり、共通の真値というものが存在せず、期待値に対し統計的な分布を見せる。この場合は、不確かさと言える。比熱熱、伝導率などの物性値に対しては基本的に真値が存在するものなので、その偏差は誤差と言えるが、実験体系固有の条件によるばらつきの中には、不確かさに分類すべきものがあるかもしれない。しかし、今回は、従来、一様に誤差と呼ばれてきたものを、不確かさと誤差に分類することを目的としない。そこで、純粋な言葉の定義を用いて、本研究では、最近、区別されている不確かさと誤差について、広義の意味で、まとめて、不確かさと呼称するものとする。なお、統計的扱いは統計的とみなせるのであれば、誤差でも不確かさでも変わりはない。そのため、不確かさの伝播については、誤差伝播理論として整備されてきたものがそのまま利用できる。本研究の用語は系統的な不確かさを系統的誤差、統計的な不確かさを統計的な誤差、不確かさの伝播を誤差伝播と読み替えても実用上問題はない。

一般的に、評価される値は系統的な不確かさと統計的な不確かさの両者を含み、その分布は正規分布を取ることが多い。ある確率変数 x が Fig. 2.1 のような分布を示す際、平均値 m 、真値*を x_0 とすると、不確かさは以下のようにあらわされる。

$$\Delta x = x - x_0 \quad (2-1)$$

この不確かさは以下のように、系統的な不確かさ Δm と統計的な不確かさ $\Delta x'$ に分けられる。

$$\Delta x = \Delta x' + \Delta m \quad (2-2)$$

ここで、 Δm 、 $\Delta x'$ はそれぞれ、

$$\Delta m = m - x_0 \quad (2-3)$$

$$\Delta x' = x - m \quad (2-4)$$

のようになる。

このように、系統的な不確かさは真値から統計的分布の平均値をずらす性質を持つもの、統計的な不確かさは平均値の周辺に特定の確率密度をもって分布する性質を持つものと理解できる。一般的に、これらの不確かさの成分は、複数の不確かさからなり、その合成は、

$$\Delta m = \sum_i \Delta m_i \quad (2-5)$$

*適切な用語がないため、真値という表現をあえて用いている。狭義の意味での不確かさの場合、不確かさを考慮しない意味で、公称値とも考えることができる。

$$\Delta x' = \sqrt{\sum_i (\Delta x'_i)^2} \quad (2-6)$$

となる*。なお、これより、統計的な不確かさは標準偏差などの分布の特性を表す指標に置き換えて考えるものとする。また、不確かさのそれぞれの要因は測定事象に発生する不確かさとして伝播する際、物理現象を介するため、要因の持つ不確かさと、物理現象から導かれる感度の積としてあらわされる。そのため、式(2-5),(2-6)は、確率変数 x が任意の関数 $\varphi(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n)$ であらわされるとき、それぞれ、

$$\Delta m = \sum_i \left| \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \right) \right| |\delta x_i| \quad (2-7)$$

$$\Delta x' = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \right)^2 (\delta x'_i)^2} \quad (2-8)$$

となる。なお、不確かさの伝播の評価では、評価される値に対し、

$$F^S = 1 + \Delta m \quad (2-9)$$

$$F^R = 1 + \Delta x' \quad (2-10)$$

等の因子として積算されることが多い。ここで、系統的な不確かさの式(2-9)を各因子で展開することを考えると、式(2-5)のように、各効果が独立に加算されるとするよりも、各効果が積み重なり累積的に不確かさが発生すると考え、以下のような総乗であらわされることがある。

$$F^S = \prod_i (1 + \Delta m_i) \quad (2-11)$$

ただし、展開し 2 次以上の項を無視すれば結局のところ、

$$F^S = 1 + \sum_i \Delta m_i \quad (2-12)$$

となり、式(2-5)と合致するが、式(2-11)の評価では、若干の過剰評価が懸念される。総乗の表現は誤差を安全側に包絡できる表現と理解できる。

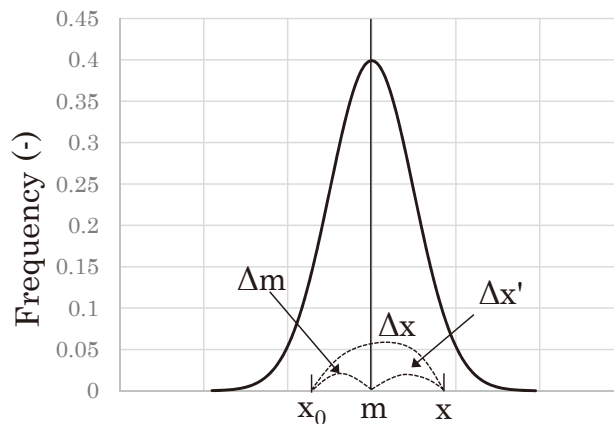


Fig. 2.1 Schematic diagram of error

*参考文献 3)では、系統的な不確かさでもそれぞれの誤差が独立な場合は式(2-6)の扱いが可能としている。

原子炉の熱流動解析では、これらの考え方に従い、考えうるすべての不確かさを考慮すべきである。その際、取り扱う不確かさを系統的な不確かさとすべきか、統計的な不確かさとして扱うべきかは難しい問題である。

例えば、物性値が実験により得られ平均値と標準偏差が求められているとする。もし、この不確かさが測定に起因するものであることが分かっていると仮定して、同様の物性値もしくは、物性値の不確かさが直接的に伝播するプロセス量を、炉内の特定の計装で測定することを考える。もし、その不確かさが計装に依存し、炉内の特定の計装では常にほぼ一定とみなせる値として観測される場合は、物性値の実験値が統計的な処理が行われ、統計的な不確かさが評価されていたとしても、系統的な不確かさとして扱うべきである。この場合は、物性値が評価に対し厳しい値を与える方向に 3σ 程度増加させた値を用い系統的な不確かさとするべきである。統計的な不確かさとみなすためには、評価の対象となる炉心体系内において、どの時点においても統計的に値が分布している必要がある。

また、式(2-5)、式(2-6)から明らかのように、系統的な不確かさよりも統計的な不確かさとして扱うことにより、不確かさの伝播量を低減できる。例えば、10%の誤差、3つを組み合わせる際に、すべてが系統的な不確かさであれば、 $0.1+0.1+0.1=0.3$ と 30%の不確かさが伝播される。一方で、統計的な不確かさである場合は $(0.1^2+0.1^2+0.1^2)^{0.5}=0.17$ となり 17%の誤差となる。一般的に、系統的な不確かさとしての扱いの方が簡単であるため、統計的な不確かさとして扱うべきものも、系統的な不確かさとして扱われる場合が多く、統計的な不確かさとして扱うことにより予測精度を向上させることが望ましい。

2.2 原子炉熱流動解析への導入の経緯

原子炉には安全上の熱的制限が設けられており、不確かさを考慮してもこの制限が守られる必要がある。そのため、工学的安全係数が導入され、不確かさを考慮してきた。

工学的安全係数の草分け的存在に LeTourneau ら⁴⁾が提案した工学的安全係数がある。大きく分けて「エンタルピー上昇に関する係数」「境界層温度上昇に関する係数」「熱流束に関する係数」について評価し、それぞれに対し「核的因子」、「工学的因子」の積としてあらわされるものとしている。「核的因子」は出力分布から得られるピーキングを考慮するものである。現在では、不確かさを扱う工学的安全係数の中には含めない。「工学的因子」は製造公差、照射特性、表面粗さの特性などの現在の工学的安全係数の概念が提案されているが、上記の「核的因子」と同様に、基本的に、最大値の平均値に対する比としてあらわし、各項目から得られた比率を累積して評価に用いるものであり、不確かさを過剰に評価することが推測される。

これに対し、Rude ら⁵⁾は、LeTourneau らの提案した「核的因子」は工学的安全係数から切り離すべきこと、「工学的因子」は統計的アプローチが適切であることを指摘している。

それを受けて、Chelemer ら⁶⁾は、「工学的因子」の一部に統計的な扱いを導入している。製造公差に含まれる寸法の統計的なばらつきを 99%信頼水準の値を得るために 3σ を考慮し評価値に伝播させている。なお、統計的な扱いがなされるものには、ペレット寸法、密度、濃縮度、偏心度、燃料棒直径、ピッチ、湾曲度であり、系統的な不確かさとして扱われるものとしては、入り口の冷却材流量配分、流れの再分布、流れの混合度合い、熱伝達の相関としている。しか

し、Chelemer らの手法では、式(2-8)の形ではなく、感度を 1 とした、単純な 2 乗平均として与えているところが現行手法と異なる。その後、この手法は数学的に厳密な式(2-8)の形に改良され、感度解析を用いた誤差伝播評価の形が用いられるようになった。^{7,8)}

このような経緯で現在一般的に用いられている工学的安全係数の形が出来上がったといえる。ただし、詳細な運用については、炉型や評価対象、研究者・技術者の趣向により、多くの違いがみられるのが現状である。

最近では、感度解析を用いた誤差伝播評価に変わり、モンテカルロ法によるランダムサンプリングにより、各因子の不確かさの相互干渉効果を明示的に扱うことにより、より厳密な評価が行われるようになりつつある。Yang ら⁹⁾はこの手法を超臨界圧軽水炉評価に用い、制限値となる燃料表面温度が従来法に比べ低減でき、従来法で行った評価はモンテカルロ法による評価よりも 2.6%程度高い値となると報告している。Yang らはこの効果を各因子の不確かさの相互干渉効果を明示的に扱うことにより得られる本質的な性質であると主張している。

2.3 高温ガス炉への適用の現状

高温ガス炉では、燃料最高温度が安全上重視され、それぞれの誤差を燃料最高温度に伝播させる。^{2,9)}その詳細を以下に示す。初めに、不確かさを考慮しない公称温度を求める。

$$T_f^N = T_{gin} + \sum_{i=1}^5 \Delta T_i^N \quad (2-13)$$

ここで、 T_{gin} :炉心入り口冷却材温度、 ΔT_i^N :公称温度差 (i=1:冷却材温度差、i=2:フィルム温度差、i=3:黒鉛スリーブ(被覆管)温度差、i=4:ギャップ温度差、i=5:燃料コンパクト温度差)である。燃料最高温度は、公称温度差 ΔT_i^N に基づき、工学的安全係数を用いて、系統的な不確かさ、統計的な不確かさを考慮した燃料温度(システムティックランダム燃料温度)の最大値として求める。システムティックランダム燃料温度 T_f は、次式により計算される。

$$T_f = T_{gin} + \sum_{i=1}^5 F_i \cdot \Delta T_i^N \quad (2-14)$$

ここで、 ΔT_i :工学的安全係数を考慮した温度差及び F_i : ΔT_i^N に係る工学的安全係数である。 F_i は、工学的安全係数を構成するシステムティック因子(系統的な不確かさ因子)及びランダム因子(統計的な不確かさ因子)の積として与えられる。

$$F_i = F_i^S \cdot F_i^R \quad (2-15)$$

ここで、システムティック因子は累積的に考え、総乗の形で与える。

$$F_i^S = \prod_{j=1}^n f_{ij}^S \quad (2-16)$$

一方で、ランダム因子は並列に扱い式(2-8)の関係で加算する。

$$F_i^R = 1 + \sqrt{\sum_{k=1}^m (f_{ik}^R)^2} \quad (2-17)$$

ここで、ランダム因子 f_{ik}^R は感度と各因子の不確かさの積である。

$$f_{ik}^R = \left| \frac{\partial \Delta T_i / \Delta T_i^N}{\partial x_k} \right| |\Delta x_k| \quad (2-18)$$

ここで、 Δx_{ik} : 各因子の不確かさである。

HTTR 評価に関しては、不確かさに関しては製造公差*を与えている。Table 2.1 に HTTR 燃料に対する各寸法、製造公差、実際の燃料全数から評価した 3σ を示す。¹⁰⁾ このように、製造公差は 3σ の値を包絡する保守側の値が設定されており、現状では、 3σ より大きな誤差の伝播を想定していることとなる。なお、この公差を用いた工学的安全係数は商用利用を想定した実用高温ガス炉¹¹⁾の設計にも用いられている。参考までに、スリーブ外径のヒストグラムを Fig. 2.2 に示す。また、最近では、不確かさに 3σ の値を用いる¹⁰⁾よう変更されている。

Table 2.1 Size and tolerance of fuel elements (mm)

	Design value	Fabrication tolerance	$3\sigma^{**}$
Compact internal diameter	10.00	± 0.1	± 0.00
Compact external diameter	26.00	± 0.1	± 0.10
Sleeve internal diameter	26.25	± 0.1	± 0.07
Sleeve external diameter	34.00	± 0.1	± 0.04
Cooling channel diameter	41.00	± 0.1	± 0.05
Effective heating length	39.00	± 0.5	± 0.03

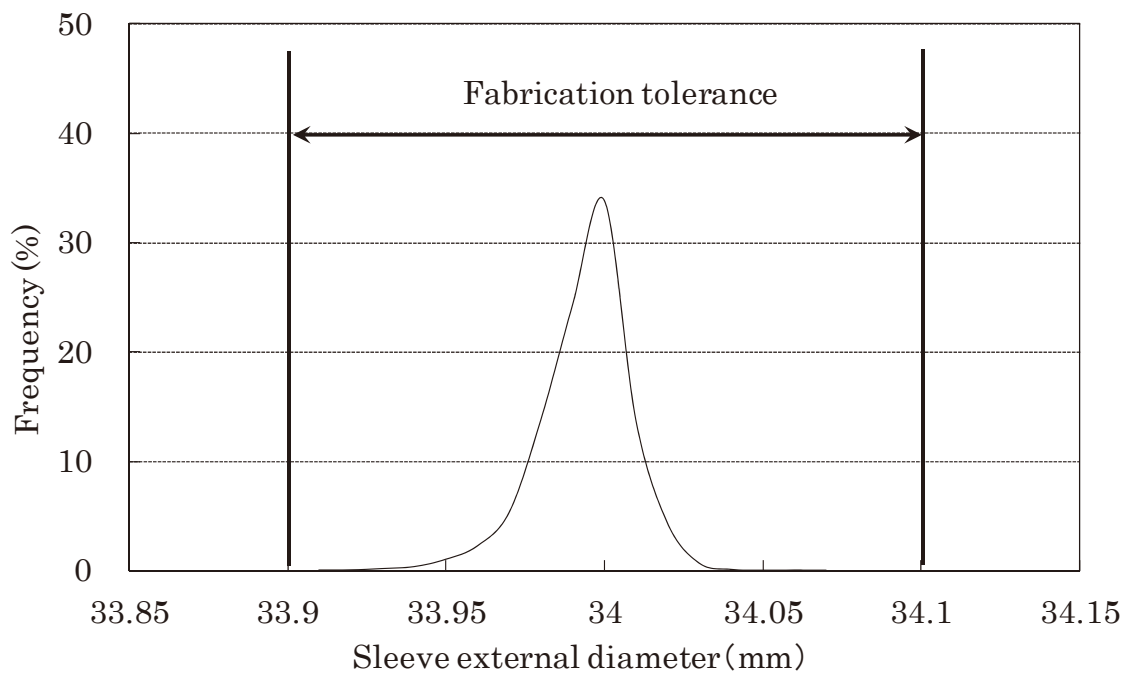


Fig. 2.2 Histogram of sleeve external diameter

*製造公差は最大許容値と最小許容値の差であり、その大きさは 3σ である必要はない。また、製造公差を満たす製品の平均値が設計値と一致する必要はない。平均値が設計値から顕著に異なる場合は平均値を評価に用いるべきである。

**この標準偏差は母集団の標準偏差を求めるため、分散の不偏推定による母集団の値である不偏分散の平方根として評価している。HTTR の評価目的としては標本集団そのものが母集団であるが、より一般的な工業水準により達成できる精度を評価するためこのような定義を用いている。ただし、標本集団が十分に大きいため、定義による値の差は少ない。

2.4 高温ガス炉における統計的工学的安全係数の改良の意義

前節で述べたとおり、不確かさの考慮において各因子間の相互干渉効果を明示的に扱うことにより、評価値に対し伝播する不確かさが低減されることが報告されている。高温ガス炉燃料温度評価においては、0.1mm 程度*の燃料コンパクトとスリーブ間のギャップにおいて、100K 程度の温度上昇が発生する。これは、熱伝導率の高い黒鉛材料に比べ、ギャップ間に封入されているヘリウムの熱伝達率が低いためである。輻射熱伝達による熱輸送の寄与は小さい。さらに、Table 2.2 に示された先行研究により評価されたランダム因子²⁾からも分かるように、ギャップに関するランダム因子が最も大きく、低減が期待される。さらに、ギャップ幅はコンパクト外半径とスリーブ内半径の差として評価されるため、直接的な相関がある。そのため、モンテカルロ法もしくは、同等の機能を持つ手法の適用により、誤差の低減が期待できる。

Table 2.2 Random factor evaluated by previous study

	Film temperature increase factor	Sleeve temperature increase factor	Gap temperature increase factor	Compact temperature increase factor
Compact inner diameter	0.000	0.000	0.000	0.010
Compact outer diameter	0.000	0.000	0.370	0.012
Sleeve inner diameter	0.000	0.015	0.370	0.000
Sleeve outer diameter	0.017	0.012	0.000	0.000
Coolant hole diameter	0.014	0.000	0.000	0.000
Effective heating length	0.002	0.002	0.002	0.002

*ギャップ幅は半径相当の値、製造公差は直径相当の値であることに注意。

3. 統計的工学的安全係数への因子間の相互干渉効果の考慮

3.1 感度解析コードシステムの開発

ここでは、温度解析において直接的に各寸法を変化させることにより感度解析を行う。定常状態を想定すれば、炉内の発熱は燃料棒温度にかかわらず、すべて冷却材により除熱される。基本的に燃料棒から発生する熱は軸方向に流れる冷却材のエンタルピー上昇に用いられる。ここでは、問題を単純化するため、単一ピン体系における熱輸送を考える。冷却材のエンタルピー上昇は以下のように評価できる。

$$h(z) = h_{in} + \frac{1}{W} \int_0^z q'(z) dz \quad (3-1)$$

ここで、 q' :燃料棒の線出力(W/m)、 W :質量流量(kg/s)、 h_{in} :入口エンタルピー(J/kg)、冷却材バルク温度への換算は蒸気表相当の物性値の関数¹²⁾により可能である。ただし、今回は、燃料棒寸法変化に感度を持たない冷却材温度は外性的に与えるものとした。境界条件である冷却材温度が決定すれば水平方向への定常熱伝導方程式により各部の温度が決定できる。

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r k \frac{dT}{dr} \right) = -\ddot{q} \quad (3-2)$$

解法の詳細は参考文献¹³⁾に従うものとする。ただし、今回は、感度評価が目的であるため照射量に対する依存性は考慮していない。一方で、感度への影響を考え、参考文献¹³⁾で用いたギャップ熱伝導に対する対数項の線形化近似は用いていない。このように、各部の温度上昇が各燃料要素寸法の関数として評価が可能となる。

$$\Delta T_i(r_f^{in}, r_f^{out}, r_s^{in}, r_s^{out}, r_c, l_f) \quad (3-3)$$

ここで、 r_f^{in} :燃料コンパクト内径、 r_f^{out} :燃料コンパクト外径、 r_s^{in} :スリーブ内径、 r_s^{out} :スリーブ外径、 r_c :冷却孔径、 l_f :燃料発熱部有効長である。発熱量は線出力で与え、燃料コンパクト内径、外径の変化による発熱量の変化は無いものとする。燃料発熱部有効長の変化は線出力の変化として扱う。有効長が減少した分、発熱分担が大きくなり線出力が増加するものとする。

ここで、本研究で開発した感度解析システムは以下の4通りである。

- (1) 従来の感度解析
 - (2) 本研究で提案する高度化感度解析
 - (3) 各因子独立のモンテカルロ法による感度解析
 - (4) 各因子同時のモンテカルロ法による感度解析
- である。詳細は以下の通りである。

(1) 従来の感度解析

式(2-18)に基づく感度の評価を行う。微分に関しては以下のような数値微分を行う。

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\varphi(x+h) - \varphi(x-h)}{2h} \quad (3-4)$$

ここで、微小変化分 h は 1σ 相当の値とした。

(2) 本研究で提案する高度化感度解析

(1)の従来法の感度解析は式(2-6)の誤差伝播則に基づいている。しかし、この伝播則は近似であり、詳細な導出を付録 A に示す。より厳密な不確かさの伝播式は以下のとおりである。

$$\begin{aligned} \Delta x^2 = & \sum_i \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \right)^2 \Delta x_i^2 \\ & + \frac{1}{2} \sum_i \left(\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i^2} \right)^2 + 2 \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \frac{\partial^3 \varphi}{\partial x_i^3} \right) \Delta x_i^4 \\ & + \sum_i \sum_{j \neq i} \left(\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i \partial x_j} \right)^2 + \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \frac{\partial^3 \varphi}{\partial x_i \partial x_j^2} + \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \frac{\partial^3 \varphi}{\partial x_i^2 \partial x_j} \right) \Delta x_i^2 \Delta x_j^2 \end{aligned} \quad (3-5)$$

2つの項が付け加えられた。第2項は非線形性を表す項、第3項が各因子間の相互干渉を表すものである。

$$\begin{aligned} f_{ik}^R = & \left\{ \left(\frac{\partial \Delta T_i / \Delta T_i^N}{\partial x_k} \right)^2 \Delta x_k^2 \right. \\ & + \frac{1}{2} \left(\left(\frac{\partial^2 \Delta T_i / \Delta T_i^N}{\partial x_i^2} \right)^2 + 2 \frac{\partial \Delta T_i / \Delta T_i^N}{\partial x_i} \frac{\partial^3 \Delta T_i / \Delta T_i^N}{\partial x_i^3} \right) \Delta x_i^4 \\ & \left. + \sum_{j \neq i} \left(\left(\frac{\partial^2 \Delta T_i / \Delta T_i^N}{\partial x_i \partial x_j} \right)^2 + \frac{\partial \Delta T_i / \Delta T_i^N}{\partial x_i} \frac{\partial^3 \Delta T_i / \Delta T_i^N}{\partial x_i \partial x_j^2} + \frac{\partial \Delta T_i / \Delta T_i^N}{\partial x_j} \frac{\partial^3 \Delta T_i / \Delta T_i^N}{\partial x_i^2 \partial x_j} \right) \Delta x_i^2 \Delta x_j^2 \right\}^{0.5} \end{aligned} \quad (3-6)$$

のようにランダム因子を定義すれば、従来の評価システムを変更せずに統計的な不確かさの評価が可能となる。必要となる数値微分は以下のように実装した。

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \frac{-\varphi(x+2h) + 16\varphi(x+h) - 30\varphi(x) + 16\varphi(x-h) - \varphi(x-2h)}{12h^2} \quad (3-7)$$

$$\frac{\partial^3 \varphi}{\partial x^3} = \frac{\varphi(x+2h) - 2\varphi(x+h) + 2\varphi(x-h) - \varphi(x-2h)}{2h^3} \quad (3-8)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i \partial x_j} = \frac{\left. \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \right|_{x_i+h} - \left. \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \right|_{x_i-h}}{2h} \quad (3-9)$$

$$\frac{\partial^3 \varphi}{\partial x_i \partial x_j^2} = \frac{\left. \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i^2} \right|_{x_j+h} - \left. \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i^2} \right|_{x_j-h}}{2h} \quad (3-10)$$

(3)各因子独立のモンテカルロ法による感度解析

式(3-3)の各寸法に関し、それぞれ独立に設定した標準偏差を持つ正規分布の乱数を発生させ、評価された無数の温度上昇に対し、統計処理を行うことによりその誤差伝播を評価するものである。その結果は、(1)の従来法に合致すべきものであり、評価法の検証にもなる。

乱数は一般的に、シードと呼ばれる初期値から漸化式で最初の乱数を発生させ、それを元に

次の乱数を発生させる。そのため、乱数を発生させ続けた結果、シードとして与えた値と同じ値が発生した場合には、再度、同じ乱数群が発生し周期性が問題となる。そこで、周期が $2^{19937-1}$ と非常に長く周期性が問題にならないメルセンヌ・ツイスター法¹⁴⁾を用いる。また、一様に発生する乱数は以下のボックス・ミュラー変換¹⁵⁾により正規分布に変換できる。

$$Z_1 = \sqrt{-2 \ln(X)} \cos(2\pi Y) \quad (3-11)$$

$$Z_2 = \sqrt{-2 \ln(X)} \sin(2\pi Y) \quad (3-12)$$

X, Y の 2 つの独立な一様乱数から、 Z_1 、 Z_2 の 2 つの平均 0、分散 1 の正規分布に変換できる。

(4) 各因子同時のモンテカルロ法による感度解析

(3)のモンテカルロ法の適用を各寸法に対し同時に乱数を発生させることにより、無数の温度上昇を評価し、統計処理する方法である。本開発の目的である各因子間の干渉を評価できる反面、因子毎の温度上昇への寄与及びランダム因子の評価ができないという欠点がある。

3.2 評価結果

前節で開発した手法による評価結果を以下に示す。解析条件としては、HTTR の平均的な特性を代表させる単一ピンモデルであり、線出力は平均値である $1.15 \times 10^4 \text{W/m}$ 、冷却材流量 $1.30 \times 10^{-2} \text{kg/s}$ 、システム圧力 4MPa、冷却材温度は出入口温度平均の 896K とした。

(1) 従来 of 感度解析

ランダム因子の評価結果を Table 3.1 に示す。先行研究²⁾で評価された値である Table 2.2 と比較すると全体的に良い一致が見られる。ただし、コンパクト内外径に関するコンパクト温度上昇因子の値は、先行研究が大きな値を示している。これは、先行研究ではコンパクト寸法の変化を有効発熱部の減少と考え発熱量を変化させているためと推測できる。感度解析の目的では、先行研究のアプローチが正しいが、炉心解析で燃料コンパクトの発熱密度を直接的に評価することは困難である。

Table 3.1 Random factor evaluated by conventional method

	Film temperature increase factor	Sleeve temperature increase factor	Gap temperature increase factor	Compact temperature increase factor
Compact inner diameter	0.0000	0.0000	0.0000	0.0017
Compact outer diameter	0.0000	0.0000	0.3592	0.0001
Sleeve inner diameter	0.0000	0.0148	0.3556	0.0000
Sleeve outer diameter	0.0168	0.0102	0.0017	0.0000
Coolant hole diameter	0.0160	0.0011	0.0017	0.0000
Effective heating length	0.0020	0.0020	0.16	0.18

(2) 本研究で提案する高度化感度解析

結果を Table 3.2 に示す。コンパクト外径とスリーブ内径のギャップ温度上昇因子の値は、Table 3.1 の値と比較して若干大きな値となっている。それ以外は同じ値である。その特性を調べるため、式(3-5)の第 1 項、第 2 項、第 3 項相当の値をそれぞれ、Table 3.3, Table 3.4, Table 3.5 に示す。ただし、ランダム因子の 2 乗に相当することに注意する。Table 3.3 については、従来法の 2 乗した値と完全に合致する。第 2 項については、全体的に絶対値の小さな成分であるため、ランダム因子として大きな値を示すコンパクト外径とスリーブ内径のギャップ温度上昇因子についてのみ有意な値が得られる。第 3 項については、直接的な相関を持つコンパクト外径とスリーブ内径のギャップ温度上昇因子のみが値を持つ。第 2 項、第 3 項共に正の値となり、ランダム因子を増加させる結果となる。参考文献 1) では各因子間の相互干渉を考慮することにより、本質的に誤差が低減するとの趣旨の主張をしているが、式(3-5)を見る限り、第 2 項、第 3 項は正・負両方の値を取り得、必ず減少するとは言えず、本研究が対象とする高温ガス炉解析においては燃料温度を増大させる方向に誤差が拡大する。

Table 3.2 Random factor evaluated by improved method

	Film temperature increase factor	Sleeve temperature increase factor	Gap temperature increase factor	Compact temperature increase factor
Compact inner diameter	0.0000	0.0000	0.0000	0.0017
Compact outer diameter	0.0000	0.0000	0.3659	0.0001
Sleeve inner diameter	0.0000	0.0148	0.3626	0.0000
Sleeve outer diameter	0.0168	0.0102	0.0017	0.0000
Coolant hole diameter	0.0160	0.0011	0.0019	0.0000
Effective heating length	0.0020	0.0020	0.0016	0.0018

Table 3.3 First term of random factor evaluated by improved method

	Film temperature increase factor	Sleeve temperature increase factor	Gap temperature increase factor	Compact temperature increase factor
Compact inner diameter	0.000000	0.000000	0.000000	0.000003
Compact outer diameter	0.000000	0.000000	0.129032	0.000000
Sleeve inner diameter	0.000000	0.000218	0.126421	0.000000
Sleeve outer diameter	0.000283	0.000104	0.000003	0.000000
Coolant hole diameter	0.000257	0.000001	0.000003	0.000000
Effective heating length	0.000004	0.000004	0.000002	0.000003

Table 3.4 Second term of random factor evaluated by improved method

	Film temperature increase factor	Sleeve temperature increase factor	Gap temperature increase factor	Compact temperature increase factor
Compact inner diameter	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000
Compact outer diameter	0.000000	0.000000	0.001537	0.000000
Sleeve inner diameter	0.000000	0.000000	0.001754	0.000000
Sleeve outer diameter	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000
Coolant hole diameter	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000
Effective heating length	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000

Table 3.5 Third term of random factor evaluated by improved method

	Film temperature increase factor	Sleeve temperature increase factor	Gap temperature increase factor	Compact temperature increase factor
Compact inner diameter	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000
Compact outer diameter	0.000000	0.000000	0.003286	0.000000
Sleeve inner diameter	0.000000	0.000000	0.003286	0.000000
Sleeve outer diameter	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000
Coolant hole diameter	0.000000	0.000000	0.000001	0.000000
Effective heating length	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000

(3) 各因子独立のモンテカルロ法による感度解析

試行回数 10 万回による結果を Table 3.6 に示す。Table 3.1 の値と非常に良い一致を示しており、本研究で開発した手法の妥当性が確認できた。

(4) 各因子同時のモンテカルロ法による感度解析

試行回数 10 万回により評価した。上記のように各因子に関し同時に乱数を与えるため、ランダム因子を振り分けることはできない。そこで、各因子同時のモンテカルロ法の結果と共に、他の手法のランダム因子を二乗和の平方根により合計した値を Table 3.7 に示す。コンパクト外径とスリーブ内径の相互干渉効果が表れるギャップ温度上昇因子のみが値の変化を見せている。既に述べたとおり、高度化手法は従来法に比べ、相互干渉効果により不確かさが大きくなっている。このことは、各因子独立に行ったモンテカルロ法の誤差よりも相互干渉効果を考慮できる各因子同時のモンテカルロ法の不確かさが大きくなっていることから正しいことが確認できる。

Table 3.6 Random factor evaluated by Monte Carlo method for each factor

	Film temperature increase factor	Sleeve temperature increase factor	Gap temperature increase factor	Compact temperature increase factor
Compact inner diameter	0.0000	0.0000	0.0000	0.0017
Compact outer diameter	0.0000	0.0000	0.3594	0.0001
Sleeve inner diameter	0.0000	0.0148	0.3570	0.0000
Sleeve outer diameter	0.0168	0.0102	0.0017	0.0000
Coolant hole diameter	0.0160	0.0011	0.0017	0.0000
Effective heating length	0.0020	0.0020	0.0016	0.0018

Table 3.7 Root sum square of random factor

	Film temperature increase factor	Sleeve temperature increase factor	Gap temperature increase factor	Compact temperature increase factor
Conventional method	0.0233	0.0181	0.5054	0.0025
Improved method	0.0233	0.0181	0.5151	0.0025
Monte Carlo method for each element	0.0233	0.0181	0.5066	0.0025
Monte Carlo method	0.0232	0.0181	0.5094	0.0025

4. 高温ガス炉の工学的安全係数の変遷とさらなる見直し

当初、燃料温度を評価するための工学的安全係数としては、高温工学試験研究炉炉心燃料最高温度計算用工学的安全係数²⁾として定義されたものが統一的に用いてきた。通常運転時における燃料の熱的制限値は、HTTR に関しては、被覆燃料の健全性が実験により確認¹⁶⁾された1600°Cにマージンを考え1495°Cとしている。¹⁷⁾ この熱的制限値は通常運転時のいかなる場合にも超えてはならない閾値として考えられるため、現在の工学的安全係数を考慮した値の最高値を考慮するアプローチは正しい。

一方で、公衆被ばくのソースタームとしては、破損した被覆粒子からの核分裂生成物の放出の他に、健全な粒子からの拡散放出も無視できない。経験を構築する目的で運用されている試験研究炉である HTTR では、確実に安全性を確保するために、この評価に対しても燃料最高温度計算用工学的安全係数を統一的に用いている。¹⁸⁾しかし、物理事象を考慮すれば、この取り扱いは過剰であることが分かる。

拡散放出は温度上昇により促進され燃料温度の寄与は重要である。一方で、被ばく量を制限する目的であれば、極、局所的な最大値ではなく空間領域平均の時間積算値が問題となる。このことを考えると、被ばく線量評価のための燃料温度評価には、偏差にかかわる工学的安全係数を排除し、新たな工学的安全係数を設定できる可能性がある。ただし、条件として想定される温度変化範囲で拡散放出挙動が線形性を持つ必要があることに留意すべきである。拡散係数は温度に対し指數的性質を持つが、どのような関数でも微小区間においては、線形近似が成り立つ。さらに、工学的安全係数の導入初期において、出力ピーキングを除外したように、物理的性質から広範囲な分布を示すものは、排除できない。そのため、上記の空間領域は、炉心全体であってはならず、核・熱的特性が一定の平均値で代表しても差し支えない領域範囲である必要がある。具体的には、燃料ブロック単位などにおいて、観測する物理量が空間領域平均の時間積算値に影響を与えない偏差にかかわる工学的安全係数であれば排除できる可能性があると言える。これらの条件下において、工学的安全係数の考慮する温度範囲が拡散挙動の線形性を担保する範囲であることが確認されれば、その因子は排除可能となる。

統計的工学的安全係数については、燃料製造に関する寸法に関するものと冷却材比熱などの物性値に関するものの2つに分けられる。燃料製造に関する寸法に関する不確かさは、燃料温度に伝播される際、公称値を平均値とし分布する。平均温度を中心とする偏差であるため、被ばく評価のための工学的安全係数から排除できる可能性がある。物性値の不確かさに関しては、測定によるものであるか、時間的な変動によるものであるか吟味する必要があるが、こちらも工学的安全係数から排除できる可能性がある。

実用高温ガス炉 GTHTR300 に関しては、上記の理由から、既に、統計的工学的安全係数を被ばく評価のための工学的安全係数から外すとする工学的判断がなされている。その背景は以下のようなものである。GTHTR300 は出力密度の高さから燃料の熱的制限値にはさらに低い1400°Cが設定されている。¹⁹⁾また、公衆被ばくについても、事故時における周辺公衆に対する被ばく量は判断基準を満足しているものの、安全性向上の観点から拡散放出量のさらなる低減が望まれる。特に、燃焼期間が長く、出力が大きな実用炉に対しては、この要求は強い。

Table 4.1 Systematic factor for GTHTR300

	Coolant	Film	Sleeve	Gap	Compact
	temperatu	temperature	temperature	temperature	temperature
	re increase	increase	increase	increase	increase
	factor	factor	factor	factor	factor
Sum of random factor ($1+\sqrt{\sum f_r^2}$)	1.060	1.075	1.064	1.577	1.063
Systematic factor					
Power level	1.000	1.020	1.020	1.020	1.020
Power distribution					
Radial	<u>1.030</u>	<u>1.030</u>	<u>1.030</u>	<u>1.030</u>	<u>1.030</u>
Axial	<u>1.000</u>	<u>1.000</u>	<u>1.000</u>	<u>1.000</u>	<u>1.000</u>
Coolant flow rate	1.010	1.008	1.000	1.000	1.000
Coolant flow distribution	<u>1.020</u>	<u>1.016</u>	<u>1.000</u>	<u>1.000</u>	<u>1.000</u>
Coolant inlet temperature (°C)	+20				

系統的工学的安全係数に関しては、Table 4.1¹³⁾に示す通り、出力及び冷却材流量によるものがある。それぞれ、絶対値を表すもの偏差を表すものに分けられる。なお、下線を用いて強調された値は、偏差に係る工学的安全係数である。炉心出力に関するものは、炉心全体の出力の測定誤差と制御誤差からなるものであるが、炉心全体の値の変動であるため排除することはできない。出力分布に関しては、径方向と軸方向の2種類が存在する。径方向に関しては、臨界実験装置 VHTRC における中性子束分布測定と解析との比較であるため、特定の燃料ブロックに集中する性質のものではなく、排除できる可能性がある。軸方向分布については、燃料ブロック上下端の黒鉛リッチな領域において中性子が減速され出力ピークが発生するスパイクと呼ばれる現象を考慮するためのものである。当初の HTTR 核計算モデルでは、燃料ブロックを完全に均質化しており、この効果が考慮できなかったという事情がある。その後、この値は 1.0 に見直され²⁰⁾、実質的に工学的安全係数から排除されている。現在は、燃料ブロックの軸方向の無燃料部分も核設計モデルに忠実に反映され²¹⁾スパイクの発生も明確に予測でき、この値と整合している。軸方向出力分布の工学的安全係数は完全に排除が可能である。冷却材流量については、炉心出力と出入口の冷却材温度から評価されるため、熱出力測定誤差、出入口冷却材温度の測定誤差により依存するものである。この値は、炉心全体に関するものであり、排除することはできない。冷却材流量配分については、燃料チャンネル間の流量配分も含まれるが、バイパス流への流入による有効流量の減少も含まれる。全体的に燃料チャンネル流量の変動による誤差が支配的であるため、偏差を表す項目ではあるが排除できない。冷却材入口温度誤差は温度制御誤差、解析ではモデル化しない炉心側部における伝熱による温度上昇、上部プレナムにおける混合効果を解析する際の誤差からなり、炉心全体にかかわるものであり、やはり、

排除することはできない。

最終的に、系統的工学的安全係数から、出力分布に対する工学的安全係数が排除できる可能性があることが分かった。後は、評価対象となる積分量が、排除する工学的安全係数のもたらす偏差に対しての影響がないこと、すなわち、線形性であると見なせるかという問題がある。ここで、既に、排除が成功している統計的工学的安全係数との比較を行う。Table 4.1 には参考として、排除した統計的工学的安全係数を合成した値が示されている。これは、GTHTR300 が一体型燃料を用い、スリーブと燃料コンパクト間のギャップがないことを考え合わせると、各温度上昇に対し 6%程度の増加をもたらすものであることが分かる。上記の通り、この分はすでに工学的判断により排除されている。一方で、現在、検討している出力分布に対する系統的工学的安全係数による温度上昇は 3%程度と半分程度の低い値であり、既に先行研究において 6%程度の温度上昇をもたらす工学的安全係数の排除が妥当と判断された実績と考え合わせると、十分に排除できる値であると判断できる。結果として、被ばく評価の拡散挙動評価に用いる工学的安全係数を Table 4.2 に示す。上記の通り、全体の温度上昇として 3%程度の低減が可能である。GTHTR300 を想定し、入口温度が約 600℃、燃料温度が 1400℃程度と考え、その差分として燃料部までの温度上昇を約 800℃と考えるのであれば、その 3%の 24℃程度の低減がこの工学的安全係数の導入により可能となる。

Table 4.2 Proposed hot spot factor to evaluate source term (systematic only)

	Coolant temperature increase factor	Film temperature increase factor	Sleeve temperature increase factor	Gap temperature increase factor	Compact temperature increase factor
Power level	1.000	1.020	1.020	1.020	1.020
Coolant flow rate	1.010	1.008	1.000	1.000	1.000
Coolant flow distribution	1.020	1.016	1.000	1.000	1.000
Coolant inlet temperature (°C)	+20				

5. まとめ

高温ガス炉設計の安全性の確保と炉心性能の向上を図るため統計的工学的安全係数の因子間の相互干渉効果に関する研究を行った。主な成果は以下のとおりである。

- ・従来法に従った感度解析システムを開発した。
- ・本研究で提案する高度化感度解析システムを開発した。
- ・各因子独立のモンテカルロ法による感度解析システムを開発した。
- ・各因子同時のモンテカルロ法による感度解析システムを開発した。
- ・因子間の相互干渉効果を考慮すると高温ガス炉解析では有意な差ではないものの、反って燃料温度が増加することが分かった。なお、相互干渉効果の寄与については、数学的に不確かさを増加させることも、減少させることもあり得るものであることを確認した。

さらに、今後の高温ガス炉の工学的安全係数の高度化に資するために、これまでに行われた工学的安全係数の運用とその背景の整理と改良した工学的安全係数の提案を行った。その結果を以下に示す。

- ・HTTR 評価において閾值的性質を持つものとして導入された燃料最高温度に対する設計限界値があり、実用高温ガス炉設計においても踏襲されている。しかし、燃焼期間が長く出力が大きな実用炉では、安全性を確保したうえ、さらなる炉心性能の向上の観点から、核分裂生成物の拡散放出量の低減が望まれ、拡散放出評価の用途に対しては、燃料最高温度評価のための工学的安全係数を用いた燃料温度の評価法は過剰である。
- ・空間的・時間的な積分値が問題となる拡散挙動を評価するための燃料温度には、平均値を公称値とする偏差を示す工学的安全係数は排除できる可能性があり、そのためには、核分裂生成物放出挙動の線形性を確認する必要がある。
- ・これらの状況から GTHTR300 の被ばく評価のためのソースターム評価には統計的工学的安全係数を排除した工学的安全係数によるシステムティック温度が用いられてきた。
- ・一方で、系統的工学的安全係数にも偏差にかかわる因子があり、その内、出力分布に関する工学的安全係数は排除できることが分かった。
- ・これらの結果を受け、被ばく評価のためのソースターム評価用の新しい工学的安全係数を提示した。これまでのものと比較し、燃料温度にして 24℃程度の低減が期待できる。

謝 辞

本研究を行うにあたり、高温ガス炉水素・熱利用研究センター、安全設計グループの大橋弘史氏より、本研究の必要性をご理解いただき研究実施の機会を得ました。高温ガス炉熱流動解析の専門家である国際共同試験グループの稲葉良知氏には、燃料温度評価法に関しご指導をいただきました。高温ガス炉水素・熱利用研究センター付きの小川益郎氏より、熱流動関連の物性値測定について貴重なご意見をお聞きしました。高温ガス炉燃料製造に関する専門家である同グループの植田祥平氏には、燃料製造に関する貴重なご情報をいただきました。また、原子力基礎工学研究センター、炉物理標準コード研究グループの長家展康氏には核設計に関する核データの不確かさの伝播も含めた、包括的な原子力研究における誤差伝播の評価に関し貴重なご助言をいただきました。ここに深く感謝の意を表します。

参考文献

- 1) J. Yang, Y. Oka, J. Liu et al.,: “Development of Statistical Thermal Design Procedure to Evaluate Engineering Uncertainty of Super LWR,” J. Nucl. Sci Technol., 43(1), (2006), pp.32-42.
- 2) 丸山創, 藤本望, 山下清信 他, : “高温工学試験研究炉炉心燃料最高温度計算用工学的安全係数の評価,” JAERI-M 88-250, (1988), 88p.
- 3) 吉沢康和: “新しい誤差論、実験データ解析法,” 共立出版株式会社, 東京, (2000), 261p.
- 4) B. W. LeTourneau, R. E. Grimble, : “Engineering Hot Channel Factors for Nuclear Reactor Design,” Nucl. Sci. Eng, 1, (1956), pp.359-369.
- 5) P. A. Rude, A. C. Nelson, Jr.: “Statistical Analysis of Hot Channel Factors,” Nucl. Sci. Eng., 7, (1960), pp.156-161.
- 6) H. Chelemer, L. S. Tong: “Engineering Hot-Channel Factors for Open-Lattice Core,” Nucleonics, 20(9), (1962), pp.68-73.
- 7) S. Ray, A. J. Friedland, E. H. Novendstern, : “Westinghouse advanced statistical DNB methodology-‘The revised thermal design procedure’, ” Third Int. Topical Meeting on Nuclear Power Plant Thermal Hydraulics and Operations, Seoul, Korea, Nov., 1988, A5-261, (1988).
- 8) L. S. Tong, J. Weisman, : “Thermal Analysis of Pressurized Water Reactor 3rd Edition,” American Nuclear Society, USA, (1996), 748p.
- 9) S.Maruyama, K.Yamashita, N. Fujimoto et al., : “Evaluation of Hot Spot Factors for Thermal and Hydraulic Design of HTTR,” J. Nucl. Sci Technol, 30(11), (1993), pp.1186-1194.
- 10) Y. Inaba, D. Tochio, S. Ueta et al.,: “Evaluation of maximum fuel temperature in HTTR,” J. Nucl. Sci. Technol., 51(11-12), (2014). pp.1336-1344.
- 11) X. Yan, K. Kunitomi, T. Nakata et al.,: “GTHTR300 design and development,” Nucl. Eng. Des., 222, (2003). pp.247-262.
- 12) 深谷裕司, 後藤実, 西原哲夫, : “クリーンバーン高温ガス炉詳細設計のための核設計モデルの整備,” JAEA-Technology 2015-017, (2015), 61p.
- 13) 稲葉良和, 井坂和義, 深谷裕司 他, : “高温ガス炉用燃料温度計算ファイルの開発,” JAEA-Data/Code 2014-023, (2015), 64p.
- 14) M.Matsumoto, T. Nishimura, : “Mersenne twister: A 623-dimensionally equidistributed uniform pseudorandom number generator,” ACM Trans. on Modeling and Computer Simulations, (1998).
- 15) G.E.P. Box, M. E. Nuller, : “A Note on the Generation of Random Normal Deviates,” Ann. Math. Statis., 29(2), (1958), pp.610-611.
- 16) K. Sawa, S. Fujii, S. Shiozawa et al.,: “Analysis method of the coated fuel particle failure and fractional release from fuel elements of HTTR,” JAERI-M 88-258, (1988), 45p.

- 17) E. Takada, S. Nakagawa, S. Fujimoto et al.,: “Core thermal-hydraulic design,” Nucl. Sci. Des., 233, (2004), pp.37-43.
- 18) K. Sawa, Y. Tanaka, H. Mikami et al., private communication, (1990).
- 19) 中田哲夫, 片西昌司, 高田昌二 他, : “高温ガス炉ガスタービン発電システム(GTHTR300)の核熱流動設計,” 日本原子力学会和文論文誌,2(4), (2003), pp.478-489.
- 20) 栃尾大輔, 角田純也, 高田英治 他, : “高温ガス炉 HTTR の高温試験運転における燃料棒温度の評価,” 日本原子力学会和文論文誌,5(1), (2006), pp.57-67.
- 21) 後藤実, 関靖圭, 稲葉良知 他, : “小型高温ガス炉システムの概念設計,2; 核設計,” JAEA-Technology 2012-017, (2012), 29p.

付録 A 詳細な不確かさの伝播式の導出

本研究で開発した高度化統計的工学的安全係数の基礎となる詳細な不確かさ伝播式の導出を行う。評価する物理量 φ とその平均値を m 、分散を σ^2 、密度関数を $f(\varphi)$ とすると

$$m = E[\varphi] = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi f(\varphi) d\varphi \quad (A-1)$$

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= E[(\varphi - m)^2] = \int_{-\infty}^{\infty} (\varphi - m)^2 f(\varphi) d\varphi \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \varphi^2 f(\varphi) d\varphi - m^2 = E[\varphi^2] - m^2 \end{aligned} \quad (A-2)$$

との一般的な関係が得られる。これを利用し不確かさの伝播を評価する。

物理量 φ が n 個の変数により決定される関数 $\varphi(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n)$ であると仮定し、各変数が正規分布を持つとして誤差の伝播を評価する。ここで、正規分布の積分を簡単化する為に $x_i = m_i + \sigma_i t_i$ とおき、この平均値の周辺でテーラー展開を行う。また、考慮する項に関しては 4 次のオーダーまでとする。ここでは、各変数に平均値を与えた場合の関数値を φ_0 とし偏微分に関しては φ_i 等のサフィックスで表し可換則が成り立つものとする。結果は以下の様になる。

$$\begin{aligned} \varphi(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n) &= \varphi_0 + \sum_i \varphi_i \sigma_i t_i \\ &+ \frac{1}{2} \sum_i \varphi_{ii} \sigma_i^2 t_i^2 + \sum_i \sum_{j \neq i} \varphi_{ij} \sigma_i \sigma_j t_i t_j \\ &+ \frac{1}{6} \sum_i \varphi_{iii} \sigma_i^3 t_i^3 + \frac{1}{2} \sum_i \sum_{j \neq i} \varphi_{ijj} \sigma_i^2 \sigma_j t_i^2 t_j + \frac{1}{3} \sum_i \sum_{j \neq i} \sum_{k \neq i, j} \varphi_{ijk} \sigma_i \sigma_j \sigma_k t_i t_j t_k \\ &+ \frac{1}{24} \sum_i \varphi_{iiii} \sigma_i^4 t_i^4 + \frac{1}{6} \sum_i \sum_{j \neq i} \varphi_{iiij} \sigma_i^3 \sigma_j t_i^3 t_j + \frac{1}{4} \sum_i \sum_{j \neq i} \varphi_{iiij} \sigma_i^2 \sigma_j^2 t_i^2 t_j^2 \\ &+ \frac{1}{2} \sum_i \sum_{j \neq i} \sum_{k \neq i, j} \varphi_{iijk} \sigma_i^2 \sigma_j \sigma_k t_i^2 t_j t_k \\ &+ \dots \end{aligned} \quad (A-3)$$

ここで、両辺を 2 乗することにより、

$$\begin{aligned} \varphi^2(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n) &= \varphi_0^2 + 2 \sum_i \varphi_0 \varphi_i \sigma_i t_i \\ &+ \sum_i (\varphi_i^2 + \varphi_0 \varphi_{ii}) \sigma_i^2 t_i^2 + 2 \sum_i \sum_{j \neq i} (\varphi_i \varphi_j + \varphi_0 \varphi_{ij}) \sigma_i \sigma_j t_i t_j \\ &+ \frac{1}{3} \sum_i (3\varphi_i \varphi_{ii} + \varphi_0 \varphi_{iii}) \sigma_i^3 t_i^3 + \sum_i \sum_{j \neq i} (2\varphi_i \varphi_{ij} + \varphi_j \varphi_{ii} + \varphi_0 \varphi_{iij}) \sigma_i^2 \sigma_j t_i^2 t_j \\ &+ \frac{2}{3} \sum_i \sum_{j \neq i} \sum_{k \neq i, j} (\varphi_i \varphi_{jk} + \varphi_j \varphi_{ki} + \varphi_k \varphi_{ij} + \varphi_0 \varphi_{ijk}) \sigma_i \sigma_j \sigma_k t_i t_j t_k \\ &+ \frac{1}{12} \sum_i (3\varphi_{ii}^2 + 4\varphi_i \varphi_{iii} + \varphi_0 \varphi_{iiii}) \sigma_i^4 t_i^4 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{1}{3} \sum_i \sum_{j \neq i} (3\varphi_{ij}\varphi_{ii} + 3\varphi_i\varphi_{ijj} + \varphi_j\varphi_{iii} + \varphi_0\varphi_{iiij})\sigma_i^3\sigma_j^3t_i^3t_j \\
 & + \frac{1}{2} \sum_i \sum_{j \neq i} (2\varphi_{ij}^2 + 2\varphi_i\varphi_{ijj} + \varphi_{ii}\varphi_{jj} + 2\varphi_j\varphi_{iij} + \varphi_0\varphi_{iiij})\sigma_i^2\sigma_j^2t_i^2t_j^2 \\
 & + \sum_i \sum_{j \neq i} \sum_{k \neq i,j} (2\varphi_{ij}\varphi_{ki} + 2\varphi_i\varphi_{ijk} + \varphi_{ii}\varphi_{jk} + \varphi_j\varphi_{iik} + \varphi_k\varphi_{iij} + \varphi_0\varphi_{iijk})\sigma_i^2\sigma_j\sigma_k t_i^2 t_j t_k \\
 & + \dots
 \end{aligned} \tag{A-4}$$

ここで、(A-1)の関係と(A-3)より、

$$\begin{aligned}
 m &= \frac{1}{\prod_i \sqrt{2\pi}\sigma_i} \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} \varphi \prod_i e^{-(x_i - m_i)^2 / 2\sigma_i^2} dx_1 \dots dx_n \\
 &= \varphi_0 + \frac{1}{2} \sum_i \varphi_{ii}\sigma_i^2 + \frac{1}{8} \sum_i \varphi_{iiii}\sigma_i^4 + \frac{1}{4} \sum_i \sum_{j \neq i} \varphi_{iijj}\sigma_i^2\sigma_j^2 \\
 &+ \dots
 \end{aligned} \tag{A-5}$$

ここで、(A-4)を用いると、

$$\begin{aligned}
 E[\varphi^2] &= \frac{1}{\prod_i \sqrt{2\pi}\sigma_i} \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} \varphi^2 \prod_i e^{-\frac{(x_i - m_i)^2}{2\sigma_i^2}} dx_1 \dots dx_n \\
 &= \varphi_0^2 + \sum_i (\varphi_i^2 + \varphi_0\varphi_{ii})\sigma_i^2 \\
 &+ \frac{1}{4} \sum_i (3\varphi_{ii}^2 + 4\varphi_i\varphi_{iii} + \varphi_0\varphi_{iiii})\sigma_i^4 \\
 &+ \frac{1}{2} \sum_i \sum_{j \neq i} (2\varphi_{ij}^2 + 2\varphi_i\varphi_{ijj} + \varphi_{ii}\varphi_{jj} + 2\varphi_j\varphi_{iij} + \varphi_0\varphi_{iiij})\sigma_i^2\sigma_j^2 \\
 &+ \dots
 \end{aligned} \tag{A-6}$$

ただし、正規分布の積分に関しては、 $x_i = m_i + \sigma_i t_i$ の関係を利用した変数変換を行い、以下の関係式を利用した。

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-t^2/2} dt = 1 \tag{A-7}$$

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} t^2 e^{-t^2/2} dt = 1 \tag{A-8}$$

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} t^4 e^{-t^2/2} dt = 3 \tag{A-9}$$

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} t^{2n+1} e^{-t^2/2} dt = 0 \tag{A-10}$$

最終的な分散は式(A-2)の関係により式(A-5)、(A-6)を利用して以下の様になる。

$$\begin{aligned}
\sigma^2 &= \sum_i \varphi_i^2 \sigma_i^2 \\
&+ \frac{1}{2} \sum_i (\varphi_{ii}^2 + 2\varphi_i \varphi_{iii}) \sigma_i^4 \\
&+ \sum_i \sum_{j \neq i} (\varphi_{ij}^2 + \varphi_i \varphi_{ijj} + \varphi_j \varphi_{iij}) \sigma_i^2 \sigma_j^2 \\
&+ \dots
\end{aligned} \tag{A-11}$$

一般的な不確かさの伝播則では、第1項のみで第2項以下を省略する。第2項は一階微分のみではなく、2階微分、3階微分を含むため非線形効果を考慮できるものと理解できる。第3項は他の因子間との偏微分を含み、因子間の相互干渉を考慮できるものである。

This is a blank page.

国際単位系 (SI)

表1. SI 基本単位

基本量	SI 基本単位	
	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質량	モル	mol
光度	カンデラ	cd

表2. 基本単位を用いて表されるSI組立単位の例

組立量	SI 組立単位	
	名称	記号
面積	平方メートル	m ²
体積	立方メートル	m ³
速度	メートル毎秒	m/s
加速度	メートル毎秒毎秒	m/s ²
波数	毎メートル	m ⁻¹
密度, 質量密度	キログラム毎立方メートル	kg/m ³
面積密度	キログラム毎平方メートル	kg/m ²
比体積	立方メートル毎キログラム	m ³ /kg
電流密度	アンペア毎平方メートル	A/m ²
磁界の強さ	アンペア毎メートル	A/m
量濃度 ^(a) , 濃度	モル毎立方メートル	mol/m ³
質量濃度	キログラム毎立方メートル	kg/m ³
輝度	カンデラ毎平方メートル	cd/m ²
屈折率 ^(b)	(数字の)	1
比透磁率 ^(b)	(数字の)	1

(a) 量濃度 (amount concentration) は臨床化学の分野では物質濃度 (substance concentration) ともよばれる。
 (b) これらは無次元量あるいは次元1をもつ量であるが、そのことを表す単位記号である数字の1は通常は表記しない。

表3. 固有の名称と記号で表されるSI組立単位

組立量	SI 組立単位		
	名称	記号	他のSI単位による表し方
平面角	ラジアン ^(b)	rad	1 ^(b)
立体角	ステラジアン ^(b)	sr ^(e)	1 ^(b)
周波数	ヘルツ ^(d)	Hz	s ⁻¹
力	ニュートン	N	m kg s ⁻²
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m ²
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N m
仕事率, 工率, 放射束	ワット	W	J/s
電荷, 電気量	クーロン	C	s A
電位差 (電圧), 起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメン	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m ²
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度 ^(e)	°C	K
光線束度	ルーメン	lm	cd sr ^(e)
光度	ルクス	lx	lm/m ²
放射性核種の放射能 ^(f)	ベクレル ^(d)	Bq	s ⁻¹
吸収線量, 比エネルギー分与, カーマ	グレイ	Gy	J/kg
線量当量, 周辺線量当量, 方向性線量当量, 個人線量当量	シーベルト ^(g)	Sv	J/kg
酸素活性化	カタール	kat	s ⁻¹ mol

(a) SI接頭語は固有の名称と記号を持つ組立単位と組み合わせても使用できる。しかし接頭語を付した単位はもはやコヒーレントではない。
 (b) ラジアンとステラジアンは数字の1に対する単位の特別な名称で、量についての情報をつたえるために使われる。実際には、使用する時には記号rad及びsrが用いられるが、習慣として組立単位としての記号である数字の1は明示されない。
 (c) 測光学ではステラジアンという名称と記号srを単位の表し方の中に、そのまま維持している。
 (d) ヘルツは周期現象についてのみ、ベクレルは放射性核種の統計的過程についてのみ使用される。
 (e) セルシウス度はケルビンの特別な名称で、セルシウス温度を表すために使用される。セルシウス度とケルビンの単位の大きさは同一である。したがって、温度差や温度間隔を表す数値はどちらの単位で表しても同じである。
 (f) 放射性核種の放射能 (activity referred to a radionuclide) は、しばしば誤った用語で"radioactivity"と記される。
 (g) 単位シーベルト (PV, 2002, 70, 205) についてはCIPM勧告2 (CI-2002) を参照。

表4. 単位の中に固有の名称と記号を含むSI組立単位の例

組立量	SI 組立単位	
	名称	記号
粘力のモーメント	パスカル秒	Pa s
表面張力	ニュートンメートル	N m
角加速度	ニュートン毎メートル	N/m
角加減	ラジアン毎秒	rad/s
熱流密度, 放射照度	ラジアン毎秒毎秒	rad/s ²
熱容量, エントロピー	ワット毎平方メートル	W/m ²
比熱容量, 比エントロピー	ジュール毎ケルビン	J/K
比エネルギー	ジュール毎キログラム毎ケルビン	J/(kg K)
熱伝導率	ジュール毎キログラム	J/kg
体積エネルギー	ワット毎メートル毎ケルビン	W/(m K)
電界の強さ	ジュール毎立方メートル	J/m ³
電荷密度	ジュール毎立方メートル	J/m ³
電表面電位	ジュール毎立方メートル	J/m ³
電束密度, 電気変位	ジュール毎立方メートル	J/m ³
誘電率	ジュール毎立方メートル	J/m ³
透磁率	ジュール毎立方メートル	J/m ³
モルエネルギー	ジュール毎モル	J/mol
モルエントロピー, モル熱容量	ジュール毎モル毎ケルビン	J/(mol K)
照射線量 (X線及びγ線)	ジュール毎キログラム	J/kg
吸収線量率	グレイ毎秒	Gy/s
放射線強度	グレイ毎秒	Gy/s
放射輝度	ワット毎平方メートル毎ステラジアン	W/(m ² sr)
酵素活性化濃度	カタール毎立方メートル	kat/m ³

表5. SI 接頭語

乗数	名称	記号	乗数	名称	記号
10 ²⁴	ヨタ	Y	10 ¹	デシ	d
10 ²¹	ゼタ	Z	10 ²	センチ	c
10 ¹⁸	エクサ	E	10 ³	ミリ	m
10 ¹⁵	ペタ	P	10 ⁶	マイクロ	μ
10 ¹²	テラ	T	10 ⁹	ナノ	n
10 ⁹	ギガ	G	10 ¹²	ピコ	p
10 ⁶	メガ	M	10 ⁻¹⁵	フェムト	f
10 ³	キロ	k	10 ⁻¹⁸	アト	a
10 ²	ヘクタ	h	10 ⁻²¹	ゼプト	z
10 ¹	デカ	da	10 ⁻²⁴	ヨクト	y

表6. SIに属さないが、SIと併用される単位

名称	記号	SI単位による値
分	min	1 min=60 s
時	h	1 h=60 min=3600 s
日	d	1 d=24 h=86 400 s
度	°	1°=(π/180) rad
分	'	1'=(1/60)°=(π/10 800) rad
秒	"	1"=(1/60)'=(π/648 000) rad
ヘクタール	ha	1 ha=1 hm ² =10 ⁴ m ²
リットル	L, l	1 L=1 l=1 dm ³ =10 ³ cm ³ =10 ⁻³ m ³
トン	t	1 t=10 ³ kg

表7. SIに属さないが、SIと併用される単位で、SI単位で表される数値が実験的に得られるもの

名称	記号	SI単位で表される数値
電子ボルト	eV	1 eV=1.602 176 53(14)×10 ⁻¹⁹ J
ダルトン	Da	1 Da=1.660 538 86(28)×10 ⁻²⁷ kg
統一原子質量単位	u	1 u=1 Da
天文単位	ua	1 ua=1.495 978 706 91(6)×10 ¹¹ m

表8. SIに属さないが、SIと併用されるその他の単位

名称	記号	SI単位で表される数値
バール	bar	1 bar=0.1MPa=100 kPa=10 ⁵ Pa
水銀柱ミリメートル	mmHg	1 mmHg=133.322Pa
オングストローム	Å	1 Å=0.1nm=100pm=10 ⁻¹⁰ m
海里	M	1 M=1852m
バイン	b	1 b=100fm ² =(10 ¹² cm) ² =10 ⁻²⁸ m ²
ノット	kn	1 kn=(1852/3600)m/s
ネーパ	Np	SI単位との数値的關係は、 対数量の定義に依存。
ベレル	B	
デシベル	dB	

表9. 固有の名称をもつCGS組立単位

名称	記号	SI単位で表される数値
エル	erg	1 erg=10 ⁻⁷ J
ダイン	dyn	1 dyn=10 ⁻⁵ N
ポアズ	P	1 P=1 dyn s cm ⁻² =0.1Pa s
ストークス	St	1 St=1cm ² s ⁻¹ =10 ⁻⁴ m ² s ⁻¹
スチルブ	sb	1 sb=1cd cm ⁻² =10 ⁴ cd m ⁻²
フオト	ph	1 ph=1cd sr cm ⁻² =10 ⁴ lx
ガリ	Gal	1 Gal=1cm s ⁻² =10 ⁻² ms ⁻²
マクスウェル	Mx	1 Mx=1 G cm ² =10 ⁸ Wb
ガウス	G	1 G=1Mx cm ⁻² =10 ⁻⁴ T
エルステッド ^(a)	Oe	1 Oe≅(10 ³ /4π)A m ⁻¹

(a) 3元系のCGS単位系とSIでは直接比較できないため、等号「≅」は対応關係を示すものである。

表10. SIに属さないその他の単位の例

名称	記号	SI単位で表される数値
キュリー	Ci	1 Ci=3.7×10 ¹⁰ Bq
レントゲン	R	1 R=2.58×10 ⁻⁴ C/kg
ラド	rad	1 rad=1cGy=10 ⁻² Gy
レム	rem	1 rem=1 cSv=10 ⁻² Sv
ガンマ	γ	1 γ=1 nT=10 ⁻⁹ T
フェルミ	f	1 フェルミ=1 fm=10 ⁻¹⁵ m
メートル系カラット		1 メートル系カラット=0.2 g=2×10 ⁻⁴ kg
トル	Torr	1 Torr=(101 325/760) Pa
標準大気圧	atm	1 atm=101 325 Pa
カロリ	cal	1 cal=4.1858J (「15°C」カロリ), 4.1868J (「IT」カロリ), 4.184J (「熱化学」カロリ)
マイクロン	μ	1 μ=1μm=10 ⁻⁶ m

