連載
講座

基礎から分かる未臨界

第8回(最終回) 未臨界実験が何に役立つのか

京都大学 山本 俊弘

原子炉を臨界にする臨界実験と未臨界度での実験とは本質的に異なる。そして未臨界実験の活用方法も臨界実験とは自ずと変わってくる。未臨界実験を活用し原子炉物理や臨界安全にどのように役立てるのかについて述べる。

KEYWORDS: *subcriticality, neutron multiplication factor, subcritical experiment, benchmark*

I. 臨界実験とは

未臨界について述べる前に、まず、臨界あるいは臨界実験とは何か？そして、臨界実験および未臨界実験での測定とはどういうことか？について考えてみたい。臨界実験とは、核燃料の核分裂連鎖反応が中性子源なしに持続し、中性子の数が時間的に増えもしない定常状態での実験のことである。ここで測定されるのは、中性子検出器による中性子計数率であり、この計数率が一定になった状態をもって臨界と判定する(原子炉によっては“反応度計”を備えて、これにより臨界を判定できる場合もある)。なお、“臨界実験”では様々な測定が行われるが、本稿では臨界量および臨界の指標となる中性子実効増倍率 k_{eff} の測定を目的とする実験に限定することとする。

すでに、本連載で述べてきたように、臨界、未臨界の指標として使われる中性子実効増倍率 k_{eff} は、臨界状態ではちょうど1になっている。原子炉を臨界にする方法として、一般的には制御棒の位置を調整することによって行われる(制御棒でなく、減速材や溶液燃料の出し入れによって、臨界の調整を行う原子炉も一部は存在する)。臨界になっているこの状態を可能な限り正確に特定し、記録することで、この実験から得られた情報を、原子炉や核燃料を対象とした臨界計算で使用する計算コード(計算に使用する核データも含む)のベンチマークデータとして活用することができる。

例えば原子力規制委員会規則の「加工施設の位置、構造および設備の基準に関する規則」(平成25年第十七号)の「解釈」では、「(未臨界確保のための核的制限値を決定

するために)使用する臨界計算コード等は、実験値等との対比がなされ、信頼度の十分高いことが立証されたものであること。」と規定されている。通常は、この「実験値等との対比」は、臨界を評価したい対象に「類似」した多数の臨界実験の k_{eff} を臨界計算コードで解析し、それが1にどれだけ近いかで評価を行う。この「対比」を行うための臨界計算では、臨界になっている状態(すなわち $k_{eff}=1$)での、燃料条件(ウラン濃縮度、密度など)や炉心の幾何学的な情報などに基づいて計算コードの入力データ(以下、「計算モデル」と呼ぶこととする)を作成し、 k_{eff} を計算する。計算によって得られた k_{eff} と臨界実験における k_{eff} である1との差によって計算手法(本稿では k_{eff} を計算する計算コードとそれに使用する核データ、寸法・組成などの入力条件をすべて含めて「計算手法」と呼ぶこととする)の精度を特定することが可能となる(なお、厳密なことをいえば、計算モデルが、詳細かつ正確に臨界状態をモデル化できている場合は1と比較してよいが、そうでない場合は、臨界状態と計算モデル間のバイアスを考慮する必要がある)。

臨界実験で行われていることは、 k_{eff} を能動的に測ることではなく、中性子計数率が増えもしない、臨界になっている状態を探索し、そのときの臨界に影響する諸因子を特定することであるといえよう。

このように計算コードの検証のための臨界実験をベンチマーク実験という。これまで世界中で数多くの臨界実験が実施され、それらはログブック、実験レポート、論文などに報告されてきているが、これらの情報から正確な計算モデルを作成するのは必ずしも容易ではない。不正確なモデルを使って計算して、実験と合う、合わないという議論をしても意味がないことはいままでもない。1990年代より、米国のエネルギー省が中心となって、経済協力開発機構 OECD の枠組みで、世界各国の臨界実験データについて統一的手法により詳細に評価し、ベンチマークモデル(計算コードの入力データの作成に必要な幾何形状、原子個数密度などの基本モデル)を作成す

Subcriticality - from basics to applications (8) ; What can subcritical experiments be used for? : Toshihiro Yamamoto.

(2019年9月9日 受理)

■前回のタイトル

第7回 動力炉での未臨界度監視

る国際臨界安全ベンチマーク評価プロジェクト ICSBEP が開始され、膨大な量の臨界実験データを収集したハンドブックが整備されている^{1, 2)}。臨界実験に関しては、このハンドブックを活用することで、計算手法の妥当性の評価が可能となっている。

II. 未臨界実験では何を測る？

次に、原子炉が臨界未満の場合では、上で述べた、臨界実験と同様のことができるであろうか。普通に考えれば、未臨界の状態での $k_{eff} (< 1)$ を測定し、それを計算で得られた k_{eff} と比較すればいいように思われる。ところが既に本連載第2回「未臨界度の定義」(西原, 千葉著)で述べたように、未臨界における k_{eff} は実測できる実在の物理量ではなく、臨界のみで成立する方程式を、未臨界でも成立させるために導入された数学上の概念である。詳細は、本連載第3回「未臨界度測定のいろは」(遠藤, 左近著)などをご覧いただきたいが、未臨界実験で測定される量とは、即発中性子の時間減衰定数 α や中性子の空間減衰定数 γ などである。時間減衰定数 α とは、未臨界の体系にパルス状に中性子を発生させると、その後、中性子数は時間的に指数関数で減衰するが、そのときの減衰定数であり、未臨界の度合いを示す代表的な因子である。空間減衰定数 γ とは、PWR の未照射燃料集合体のように、燃料組成がある方向に一定になっていれば、ある箇所に中性子源を置くと、そこから中性子束がその方向に指数関数で減衰する。そのときの減衰定数が γ となる。臨界実験は、臨界状態 ($k_{eff} = 1$) そのものを特定する実験であるが、未臨界実験では、それとは異なり、中性子の減衰の状況などを能動的に測定することになる。

III. 未臨界実験の臨界実験にない問題点

以上で述べた未臨界実験で測定値が得られたとして、それを活用する方法として、この測定値を k_{eff} に換算し、それを計算コードで求めた k_{eff} と比較することにより計算手法の妥当性の検証が可能となる。

すでに本連載第3回で説明されているように、時間減衰定数 α からは、

$$1 - \frac{1}{k_{eff}} = -\alpha\Lambda + \beta_{eff} \quad (1)$$

によって k_{eff} に換算される³⁾。なお、この式の詳細については、付録で別途述べる。ここで、 Λ は中性子生成時間、 β_{eff} は実効遅発中性子割合である。空間減衰定数 γ からは、

$$1 - \frac{1}{k_{eff}} = -K(B_z^2 + \gamma^2) \quad (2)$$

によって k_{eff} に換算される。 B_z^2 は中性子が減衰する方向の形状バックリングと呼ばれる値であり、 K はバック

リングを反応度に換算するための換算係数である。ここで分かるように、臨界実験では、 k_{eff} は臨界にすることにより測らずとも自ずと厳密に1になっているのに対して、未臨界実験では測定値が得られても、 k_{eff} を得るには(1)、(2)式にあるような各種の定数が必要となってくる。これらの定数を測定で求めるのは必ずしも容易ではなく、一般的には計算値を用いる必要があり、未臨界実験から得られた k_{eff} は純然たる測定値とは呼べない(臨界状態で α を測定するとそれは β_{eff}/Λ に相当する量になっているが、分母分子の各定数 Λ 、 β_{eff} の単独測定は容易ではない)。また、これらの定数は、未臨界の度合いによって変化するため、それぞれの未臨界度に応じた値を得る必要がある。

もうひとつの問題点は、臨界実験では、たとえば臨界になる制御棒の位置などは、誰がどのように測っても同じ結果が得られる。これは、臨界の判定は、中性子計数率が一定かどうかで判断しており、臨界ではどの位置に置かれた検出器でどのように測っても計数率は一定になっているからである。一方、未臨界実験の場合には、中性子計数率を得るためには中性子源が必要となるため、未臨界体系内の中性子束分布も中性子源の配置によって変化し、臨界状態における固有の分布(基本モード)とは異なる形状となる。すなわち、未臨界実験では、基本モード以外の「高次モード」と呼ばれる影響が現れるようになり、中性子源や検出器の配置、測定手法などによって結果が大きく異なる場合がある。詳細は割愛するが、 α 、 γ などの測定値は、高次モードの影響により、中性子源、検出器配置などの影響を大きく受ける。一方、(1)、(2)式での α 、 γ などはこういった高次モードの影響が除去された条件での理想的な値を仮定している。従って、 α 、 γ の測定結果を得る際には、例えば、基本モード成分の指数関数的減衰が優越となるような時間範囲や位置範囲のみに絞って解析を行うことで、極力、基本モードに対応する α 、 γ が抽出できるよう工夫している。このような工夫により、中性子源増倍法などの他の未臨界度測定手法に比べると、 α 、 γ の測定結果における中性子源や検出器位置による高次モード影響を軽減することができる。しかし、特に k_{eff} が小さくなるにつれて、高次モードの影響が大きく現れ、そのような理想的な値のみを抽出することが困難となり、 α 、 γ の測定結果には除去しきれなかった高次モード成分に由来した測定誤差も大きくなる。この改善方法として、本連載第6回で紹介したように、パルス中性子法における高次モード由来の α の測定誤差を低減する手法も近年開発されている⁴⁾。このように高次モードに起因する測定誤差を、実験、解析等を通じて検証する必要があることも未臨界実験の臨界実験にはない問題点といえる。

IV. 未臨界実験を使った計算精度評価

Ⅲ. で述べたのは、未臨界実験の測定値から換算した k_{eff} を使って、計算で得られた k_{eff} の精度を確認する方法である。

本節では、未臨界実験で得られた測定値から計算手法の精度評価を行う別のアプローチを考えてみたい。ここでいう「計算手法の精度」には、ある与えられた入力パラメータ(核データ、寸法・組成)に対して k_{eff} を計算する精度に加えて、入力パラメータそのものの誤差が k_{eff} に与える影響も含まれている。

ここでは、即発中性子時間減衰定数 α を例にとって考えてみる。 k_{eff} と α の間には、 k_{eff} が小さいほど中性子の減衰が早くなるために α は大きくなるという関係がある。一般的に、 k_{eff} を計算する多くの計算コードでは、未臨界実験で測定される α などの量も計算可能である。仮に、ある計算手法が k_{eff} を過大評価しているとする。すると、これと同じ計算手法を使って α を計算すれば、上で述べた k_{eff} と α の関係から、 α の計算値は過小評価することになる(この k_{eff} と α との間の相関については、文献⁵⁾などに示されている)。真値と見なされる k_{eff} を k_0 とし、計算で得られた k_c とする。また、測定で得られた α を α_e とし、計算で得られた α を α_c とすると、(1)式からこれらの4つの量の間には近似的に以下の関係が成り立つ。

$$1/k_c - 1/k_0 \approx \Lambda(\alpha_e - \alpha_c) \quad (3)$$

ここで Λ はすでに述べた中性子生成時間である。軽水減速の原子炉を考え、 $\Lambda = 5 \times 10^{-5} \text{ s}$ とする。 k_{eff} の真値 $k_0 = 0.996$ に対して計算値が 0.002 だけ過大評価している $k_c = 0.998$ であるとする、 α の測定値 α_e と、計算で得られる α_c は、それぞれおよそ $\alpha_e = 220 \text{ s}^{-1}$ 、 $\alpha_c = 180 \text{ s}^{-1}$ となる。すなわち α で 40 s^{-1} だけ過小評価していることが分かれば、 k_{eff} では 0.002 だけ過大評価していると判断できる。 k_{eff} の計算値のバイアスが 0.002 程度はごく普通にあることなので(前述の ICSBEP におけるベンチマークモデルの入力パラメータの不確かさによる k_{eff} の標準偏差誤差はこの程度であり、これにさらに核データの不確かさの影響も加わることとなる)、これを α に換算すると 40 s^{-1} 程度のバイアスはごく普通に存在するということになる。一方で、 α そのものの絶対値は臨界に近くなるほど β_{eff}/Λ に近くなる(この場合では 140 s^{-1} 程度)。これがさらに、同じ軽水炉でもプルトニウムを多く含む低減速スペクトル炉のような中性子寿命が短くなる炉心では、臨界時において $\beta_{eff} = 0.005$ 、 $\Lambda = 1 \times 10^{-6} \text{ s}$ とすると、臨界時の α が 5000 s^{-1} となり、 k_{eff} の計算値のバイアスが 0.002 とすると、 α に対しては 2000 s^{-1} (臨界時の 40%) のバイアスを持つことになる。このように臨界に近くなると見かけ上、 α の計算値は測

定値から数十パーセントもずれるようになり、これだけを見ると「計算がおかしい」という印象を持ってしまいが、決して奇異な結果ではない。一方で、未臨界が深くなってくると、 α の値はどんどん大きくなり α のバイアスは相対的な誤差としては小さくなり、見かけ上、 α の計算値と測定値とが「よく合っている」という印象を持ってしまふ。計算手法の精度という観点からは、計算値と測定値との比ではなく、その差の絶対値が重要である。

V. 未臨界シミュレーションによる未臨界度測定

実は、 k_{eff} が 1 からどんどん小さくなり未臨界が深くなるほど、 α といった量の正確な測定は困難になる。本連載第3回でも説明があったように、 α にはいくつかの測定法があり、採用する測定法や測定する際の検出器や中性子源の配置によって得られる値が大きく異なることがあるため、求めたい正確な値が得にくくなる。臨界になる状態は、誰が測っても同じ結果になるのとは大きく異なる。前述のように、このような困難さは、臨界実験には現れない、いわゆる高次モードと呼ばれるものが混在してくることが原因のひとつではあるが、このような場合であっても使える未臨界度の評価手法を紹介する⁶⁾。

まずは、何らかの未臨界実験が行われ、ある物理量が測定されているとする(即発中性子の時間減衰定数 α 、空間減衰定数 γ 、中性子計数率など)。この測定値は、高次モードの影響を受けたものであったとしても構わない。

次にこの実験をなるべく忠実に再現した未臨界実験のシミュレーション計算を行う。なるべく近似が少なくなるように連続エネルギーモンテカルロコードを使うことが望ましい。連続エネルギーモンテカルロコードを用いることで、実験体系の幾何形状、特に検出器の形状、配置やエネルギー応答などもほぼ厳密に再現することが可能となる。そして、この未臨界実験体系に対して k_{eff} を計算し、その値を k_c とおく。

先ほどと同様に測定量として即発中性子減衰定数 α を考え、測定値と計算値をそれぞれ α_e 、 α_c とおくと、本体系の k_{eff} の真値 k_0 を以下のように推定する。

$$k_0 = k_c - S_\alpha^k(\alpha_c - \alpha_e) \quad (4)$$

ここで、 S_α^k は α の k_{eff} に対する感度係数であり、

$$S_\alpha^k = \frac{dk_{eff}}{d\alpha} \quad (5)$$

である。(4)式から分かるように、測定値と計算値とが一致していれば、計算手法が正しいとして、計算で求めた k_c をそのまま k_{eff} の真値として推定する。(5)式で示す感度係数は、臨界に近くて高次モードの影響があまりなければ、実験的あるいは理論的に求めることもできるが、一般的にはそのような手段では容易ではない。そこで、感度係数を求める方法として、未臨界実験の体系に

何らかの摂動を加え、その摂動体系に対して k_{eff} と α の値をそれぞれ計算し、以下のように近似的に求める。

$$S_{\alpha}^k \approx \frac{k_{c'} - k_c}{\alpha_{c'} - \alpha_c} \quad (6)$$

下付の c' と c はそれぞれ摂動体系と非摂動体系の量であることを表している。加える摂動としては、形状寸法、ウラン濃縮度などの燃料組成などが考えられる。しかしながら、(6)式で求める感度係数は摂動の種類に依存することも考えられるため、複数の種類の摂動により感度係数の一意性を確認しておくことが望ましい。

前述の ICSBEP ハンドブックには、原則、臨界実験のみが掲載されているが、一部例外としてこの手法に基づいて得られた未臨界体系の k_{eff} がベンチマークデータとして採用されている。例えば、レポート番号 SUB-HEU-SOL-THERM-001 などでも上述した手法が活用されている。ただし、未臨界体系の測定値としては、即発中性子時間減衰定数 α ではなく、いわゆるミハルゾ法⁶⁾で測定されるスペクトル比と呼ばれる量を使っている。

VI. 未臨界実験を活用する最近の取り組み

臨界実験を対象として、限りなく正確なモデル(計算体系を忠実に模擬した連続エネルギーモンテカルロ計算)に基づいて k_{eff} を計算し、それと測定値(臨界実験ではちょうど1である)との差(バイアス)を知ることができたでしょう。この場合、 k_{eff} 計算値と測定値の間のバイアスは、計算で使用した形状寸法、密度などの入力値や核データ(微視的断面積、核分裂スペクトル、 ν 値など)の真値からのずれによって主に生じていると考えられる。従って、核データが微小変化したときの k_{eff} の変化割合(感度係数)と核データの誤差および核データ間の相関(共分散データ)を組み合わせることで、臨界実験の結果を再現するように核データを調整する(真値からのズレを改善し、不確かさを低減する)ことができる。この方法は核データ調整法と呼ばれ、臨界実験の結果を利用した核データの調整方法として方法論が確立され、国内では高速炉炉心解析の分野で主に活用され発展してきた。

近年の研究成果として、従来の主な計算対象であった k_{eff} 以外の感度係数として、 α などの未臨界実験で得られた測定値の変化割合を解析する手法^{7, 8)}も新たに考案されている。こうして評価された感度係数を用いることで、臨界実験の結果を利用したときと同様に、未臨界実験で得られた測定値とその数値計算結果の間のバイアスから核データを調整する方法⁹⁾も提案されている。ごく最近の研究成果である文献¹⁰⁾によれば、核データの不確かさに起因する α の不確かさは、おおよそ 200 s^{-1} 程度と評価されている。これを k_{eff} に換算すると 0.007 程度となるが、これは前述のとおり入力パラメータの不確か

さ(0.002 程度)よりも十分大きいものである。複数の不確かさの合成が二乗和の平方根で表されることを考えると、 α そのものの不確かさは核データの不確かさが支配的ということになる。このことは、核データ調整法において未臨界実験で測定された α を用いることによる核データの精度向上の可能性を示唆するものである。

VII. まとめ(臨界実験 VS. 未臨界実験)

最後に、臨界実験と未臨界実験とを対比して締めくくりとしたい。両者の違いを一言で言い表すと、

臨界実験：制御棒操作等によって臨界になる状態を探索し、そのときの臨界に影響する各因子(燃料条件、幾何学的条件)を特定すること。

未臨界実験：未臨界の指標となる何らかの物理量(即発中性子減衰定数 α 、空間減衰定数 γ)を能動的に測定すること。

ということになるであろうか。

臨界実験では k_{eff} がちょうど1となっており、計算コードで得られる k_{eff} との比較により計算精度の同定や核データの調整が可能である。

未臨界実験では、 k_{eff} ではなく未臨界実験で測定される物理量と計算値との比較により、臨界実験と同様の計算精度の同定が可能となる。

しかし、その容易さ、精度ともに臨界実験のほうがはるかに有利である。では未臨界実験を行う意義は何であろうか？以下にいくつか列挙して締めくくりとしたい。

- ・臨界実験は原子炉の設置が許可された原子炉施設で行うことができない。一方で、未臨界実験は核燃料物質の使用許可を得た施設や、原子炉施設に付属する燃料貯蔵設備や輸送容器などで実施できる場合がある。ただし、原子炉外では、未臨界維持が要求されており、その際の未臨界判定基準が通常 $k_{eff} < 0.95$ とされている現状の規制の概念では、原子炉以外での k_{eff} はどんなに大きくても 0.95 を上回ることはできない。しかもこの 0.95 の制限値は、最適減速状態を仮定するなど、保守的な条件を積み上げていったうえでなお超えてはならない値である。したがって、原子炉以外での未臨界実験では、現実に実現可能な k_{eff} は 0.95 よりもずっと小さいことに留意する必要がある。
- ・停止中で未臨界状態にある原子炉等では、核燃料中に内在する中性子源(未照射燃料では ^{238}U 、照射済燃料では ^{242}Cm , ^{244}Cm などの自発核分裂)を利用することで、外部中性子源なしで測定を行うこともできる。ただし、自発核分裂源では中性子の強度は必ずしも十分ではない場合が考えられ、少ない中性子計数のもとで高効率、高精度に測定できるシステムの開発が必要となってくる。
- ・加速器駆動システム、燃料取扱設備、輸送容器など、

設計としてそもそも未臨界状態を前提とした体系について、その核的な特性(α 等)が実測できれば、それによって計算コードおよび核データの検証を行うことができる。すなわち、未臨界設計のための検証として、臨界実験を必要とするのではなく、未臨界実験の結果で直接検証できるようになる。

- ・ 前述の ICSBEP ハンドブックには、 ^{238}Pu 、 ^{237}Np 、 ^{244}Cm を使ったベンチマーク実験が掲載されている。しかし、これらの核種を臨界量以上集めることは困難であり、いずれも ^{235}U などをドライバとするサンプルワース測定実験であり、当該核種単独の臨界実験ではない。このような核種を電池の熱源などとして単独に近い状態で扱う場合の臨界安全管理には、臨界質量などの情報が必要となる。これらを臨界量だけ集めて実験をすることが困難とすれば、単体での検証には未臨界実験が不可欠となってくる。

VIII. おわりに

日本の原子炉施設は、出力が1W程度の試験研究用原子炉であっても発電用原子炉に準じた規制基準が適用されるため大きな制約があり、今後の利用の拡大や新たな建設には大きな困難が予想される。そのため原子炉施設としての規制を受けない核燃料物質の使用施設等を使った未臨界実験の活用が大いに期待するところである。しかし、前述のように、原子炉施設以外では、未臨界制限値0.95を大きく下回るような未臨界度の条件でしか実験はできない。そのため、深い未臨界度での未臨界実験データを有効活用できるように、測定・理論・計算を発展させる研究を継続していくことが重要である。

加速器駆動システム(ADS)の k_{eff} を0.95~0.97の範囲に想定するとすれば、ADSの設計を検証するには、 k_{eff} が0.95を上回ることで臨界実験装置での実験結果に頼らざるを得なくなる。しかし、前述の通り臨界実験施設は建設、運転・維持に制約が大きいことから、ADSのような新しいシステムの検証に向けては、臨界実験結果だけではなく非原子炉施設でのもっと低い k_{eff} の体系での実験結果をADS相当の k_{eff} にまで外挿する間接的な検証方法を編み出すことがより重要となってくるであろう。

付録

(1)式で現れる中性子生成時間 Λ 、実効遅発中性子割合 β_{eff} はそれぞれ次のように書くことができる。

$$\Lambda = \frac{\left\langle \phi \frac{1}{V} \phi \right\rangle}{\langle \phi P_t \phi \rangle} \quad (\text{A.1})$$

$$\beta_{\text{eff}} = \frac{\langle \phi (P_t - P_p) \phi \rangle}{\langle \phi P_t \phi \rangle} \quad (\text{A.2})$$

ここで ϕ は k_{eff} を固有値とする随伴方程式での随伴中性子束、 ϕ は α を固有値とするいわゆる α モードの中性子束を表している。その他の記号は参考文献³⁾で使われているものなので説明を省略する。臨界に近ければ、 α モードの中性子束 ϕ の代わりに、臨界状態における(随伴でない)中性子束 ϕ を用いた従来の定義により Λ と β_{eff} を評価し、(1)式から k_{eff} を求めることができる。しかし、未臨界度が大きくなるにつれて、 α モードの中性子束 ϕ と臨界時の中性子束 ϕ の差異が大きくなり、その結果として Λ が大きく変化するため、深い未臨界体系において α から k_{eff} へ正しく換算するためには、(A.1)に基づいて評価する必要がある。

— 参考資料 —

- 1) J. B. Briggs, L. Scott, A. Nouri, "The international criticality safety benchmark evaluation project," Nucl. Sci. Eng., 45(1), pp. 1-10 (2003).
- 2) OECD/ NEA Nuclear Science Committee, "International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments," NEA/NSC/DOC(95)03, [CD-ROM].
- 3) T. Suzuki, "Subcriticality determination of UO_2 lattices in water by exponential experiment," J. Nucl. Sci. Technol., 28(12), pp.1067-1077 (1991).
- 4) R. Katano, "Estimation method of prompt neutron decay constant reducing higher order mode effect by linear combination," Nucl. Sci. Eng. 193, 431-439 (2018).
- 5) T. Endo, G. Chiba, W.F.G. van Rooijen, M. Yamamoto, C.H. Pyeon, "Experimental analysis and uncertainty quantification using random sampling technique for ADS experiments at KUCA," J. Nucl. Sci. Technol., 55(4), pp. 450-459 (2018).
- 6) T. E. Valentine "Review of subcritical source-driven noise analysis measurements," ORNL/TM-1999/288 (1999).
- 7) T. Endo, A. Yamamoto, "Sensitivity analysis of prompt neutron decay constant using perturbation theory," J. Nucl. Sci. Technol., 55(11), pp.1245-1254 (2018).
- 8) T. Yamamoto, H. Sakamoto, "A Monte Carlo technique for sensitivity analysis of alpha-eigenvalue with the differential operator sampling method," Ann. Nucl. Energy, 127, pp. 178-187 (2019).
- 9) T. Endo, A. Yamamoto, "Data assimilation using subcritical measurement of prompt neutron decay constant," Nucl. Sci. Eng., DOI:10.1080/00295639.2020.1720499 (2020).
- 10) T. Endo, K. Watanabe, G. Chiba, M. Yamanaka, W. van Rooijen, C.H. Pyeon, "Nuclear data-induced uncertainty quantification of prompt neutron decay constant based on perturbation theory for ADS experiments at KUCA," J. Nucl. Sci. Technol., 56 (2019).

著者紹介

山本俊弘 (やまもと・としひろ)
京都大学 複合原子力科学研究所
(専門分野/関心分野)原子炉物理学,
臨界安全, モンテカルロ計算手法