

**1.緒言** 1F炉心溶融事故により発生した溶融燃料は、原子炉構造材・制御棒材料と混ざり合い冷え固まった「燃料デブリ」として炉内に存在している。1F廃炉に向け燃料デブリを取り出す必要があり、作業現場の未臨界度( $\rho$ )を監視することで作業の安全性・効率性を担保できる。燃料デブリ取り出し作業を想定した場合の未臨界度測定手法として、体系に動的変化を加えない中性子源増倍法や炉雑音解析手法が挙げられる。これまで、燃料内の固有中性子源(自発核分裂, $\alpha, n$ )のみで中性子計数を測定し、両手法に基づく未臨界度測定が可能であることが確認されているが、燃料デブリ取り出し現場は高 $\gamma$ 線量率場であるため、高線量率の $\gamma$ 線が中性子検出器に影響を与え、未臨界度測定値に影響を与えるといった問題点が生じ得る。また、一般的に $^3\text{He}$ を利用した中性子検出器が用いられているが、ガス封入型検出器であるため、検出器形状の自由度は低く、検出器挿入に十分なスペースを要する。本研究では、検出器形状の自由度が高いEu:LiCaAlF<sub>6</sub>(LiCAF)を用いたシンチレーション検出器を試作し、名古屋大学コバルト60照射施設を利用してn/ $\gamma$ 弁別・検出中性子数 $C(T)$ に対する2次中性子相関量( $Y$ 値)の測定が可能な中性子束・光子束比を定量的に評価した。また、中性子源増倍法への適応性についても考察した

**2.Feynman- $\alpha$ 法** Feynman- $\alpha$ 法は炉雑音解析手法の一種であり、中性子が検出された時刻情報を統計処理することで、核分裂反応の有無や、未臨界度を測定できる手法である。ある時間幅 $T$ の間に検出された中性子数を $C(T)$ とする。この測定を多数回繰り返すことで $C(T)$ の分散 $s^2(T)$ と平均 $\bar{C}(T)$ を求め、(1)式で定義された2次中性子相関量 $Y$ 値を得る。 $Y(T) > 0$ であれば核分裂反応があることを検知できる。また、得られた $Y(T)$ に対して(2)式をフィッティングして即発中性子減衰定数 $\alpha$ を求め、臨界時の即発減衰定数 $\alpha_0$ を用いて(3)式によりドル単位の未臨界度( $-\rho_\$$ )を推定できる。

**3.Eu:TRUST-LiCAF** LiCaAlF<sub>6</sub>結晶は中性子との $^6\text{Li}(n, t)\alpha$ 反応により発光するため、この反応を中性子検出に利用することができる。結晶を大きくすることで検出効率は向上するが、n/ $\gamma$ 弁別性能は低下する。そこで、結晶を小片上に加工し透明樹脂中に分散させる(Transparent Rubber SheeT)ことで $\gamma$ 線除去能力・高い中性子感度を持つ検出媒体となる。これをEu:TRUST-LiCAFと呼ぶ。

**4.試作した検出器の概要** Eu:TRUST-LiCAFを用いることで、小型(5mm $\times$ 50mm)で中性子に対し高感度かつn/ $\gamma$ 弁別性能が高い検出器の作成を試みた。本研究では、検出効率の向上を狙い、波長シフトファイバの周りをTRUST-LiCAFで包み込んだ、キリタンポ状の形状に加工した(Fig 1)。

**5.実験概要** コバルト60照射施設を利用して波高分布測定実験と炉雑音解析実験を行い、n/ $\gamma$ 弁別・検出中性子数 $C(T)$ に対する $Y$ 値の測定が可能な中性子束・光子束比を定量的に評価した。検出器位置における光子束の大きさを変化させるために照射室内迷路部の6地点(A-F)にポリエチレンブロック、中性子源( $^{252}\text{Cf}$ )からなる実験体系を設置しD)中性子源のみを配置した場合II)中性子源と $\gamma$ 線源を配置した場合について波高分布測定実験と炉雑音解析実験を行った。検出器位置における中性子束は数値計算を用いて推定し、光子束は実際に電離箱式検出器で測定した1cm線量当量率 $H^*(10)$ を光子束に換算することで推定した。

**6.実験結果・考察** Fig 2より、光子束が大きくなるにつれて低波高側のカウントが大きくなり、中性子起因のピークが $\gamma$ 線カウントに埋もれていく様子が観察できる。A,B地点の測定結果では、中性子起因のピークは $\gamma$ 線のカウントに埋もれているが、C地点の測定結果では中性子起因のピークを確認できる。

C地点の中性子束・光子束はそれぞれ $\phi_{\text{neutron}} \approx 10^2$  [neutrons/cm<sup>2</sup>/sec]に対して $\phi_{\text{photon}} \approx 10^5$  [photons/cm<sup>2</sup>/sec]であった。従って、今回の照射条件では $\phi_{\text{photon}}/\phi_{\text{neutron}} < 10^3$ であればn/ $\gamma$ 弁別が可能であることを確認できた。次にFig 3より、各地点で測定された中性子源と $\gamma$ 線源を配置した場合の $Y$ 値は、中性子源のみを配置した場合の $Y$ 値と比較して小さい。この原因は、 $\gamma$ 線によるカウント数が高くなることで検出器不感時間の影響が大きくなり、分散 $s^2(T)$ が実際より過少評価されて $Y$ 値が負側にシフトすることである。加えて、光子束が相対的に大きな場で $Y$ 値を測定する際には、n/ $\gamma$ 弁別のための波高値閾値を大きく設定する必要がある。ただし、閾値を大きく設定することは、中性子の検出効率が小さくなることに繋がる。 $Y$ 値の飽和値 $Y_\infty$ は検出効率に比例するため、n/ $\gamma$ 弁別のための閾値を大きく設定したことで $Y_\infty$ がゼロに近づいたと考えられる。従って、光子束が大きくなるにつれ、検出効率を改善しない限り $Y$ 値を測定することは難しいと考えられる。

公刊論文及び口頭発表

K. MAENO, *et al* Trans. Am. Nucl. Soc. **113**, Washington D.C., pp.1282-1286 (2015).

K. MAENO, *et al* Proc. 2015 Fall meeting of Atomic Energy Society of Japan, Shizuoka Univ. Sep. 9-11 2015, A35, AESJ (2015).

K. MAENO, *et al* Proc. 2016 Fall Meeting of Atomic Energy Society of Japan, Kurume City Plaza, Sep. 7-9 2016, 1L21, AESJ (2016).

K. MAENO, *et al* ICAPP2017, Fukui and Kyoto, Japan, Apr. 24-28, 2017(2017). (submitted)

$$Y = \frac{s^2(T)}{\bar{C}(T)} - 1 \quad (1)$$

$$Y(T) = Y_\infty \left( 1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T} \right) \quad (2)$$

$$(-\rho_\$) = \left( \frac{\alpha}{\alpha_0} - 1 \right) \quad (3)$$

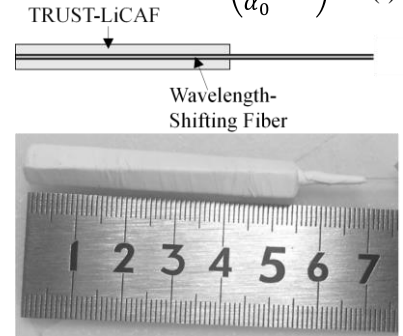


Fig 1 試作した検出器

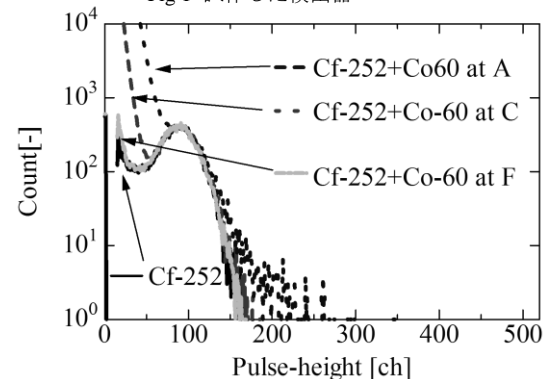


Fig 2 各地点における波高分布測定結果

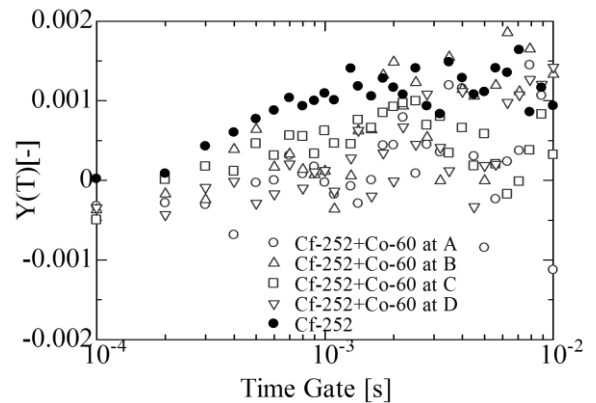


Fig 3 各地点における $Y$ 値測定結果