

「原子炉級プルトニウムと核兵器」ノート¹

岡本良治²

1 はじめに一背景と動機一

1.1 日本が保有するプルトニウムは非核兵器国の中で最多

日本が国内外に保有する(原子炉の使用済み核燃料から抽出された)プルトニウムは、2019年現在、1年間で約1.5トン減少したが、約45.7トンである[1]。

これに対して、米国、中国を含め、国際的に批判、警戒の目が注がれ続けてきた[2]。約45.7トンのプルトニウムは、長崎原爆で使用されたプルトニウムの量である約8kgで単純に割ると、約6千発相当になる。

一方、日本原子力研究開発機構が運営する原子力百科事典「原子炉級プルトニウムは原子炉の燃料としては使用できるが、原子爆弾の原料には適していない」[3]と記されている。日本国内では、原子炉級Puを用いた核兵器の可能性を低く評価する見解は原発に対する立場の違いを超えて、一部の識者たち[4, 5, 6, 7]から表明されている。これらの主張が正しいければ、国際的な懸念は杞憂になるが、真相はどこにあるだろうか。

原子炉級Puを用いた核兵器の可能性が十分に評価されていない理由の1つは、議論が長崎原爆水準の設計による核兵器にのみ焦点を当てていることと思われる。しかし、これはまったく非現実的だと思われる。今日そのような水準の設計を最初の核兵器として使用する国はない[8]。しかし、以下議論するように、長崎原爆水準の設計を用いても長崎原爆の威力の3%弱(通常爆弾で約500キログラム相当)以上の威力の可能性がある。

「原発のプルトニウムで核兵器は出来ない？出来る？」という論争—文科省 vs 両鈴木氏(原子力委員会委員長代理+元原子力安全委員長)—がなされていた[9]。

本稿は先行論考で提起された論点の整理とそれぞれの論点を科学的、技術的に吟味し、関心のある人々への参考になるかもしれない。本稿の中間段階の内容は原水爆禁止2019年世界大会・科学者集会 in 福岡[10]において発表された。

1.2 日本政府の核政策におけるトリレンマ

日本政府の核政策におけるジレンマ[11]またはトリレンマまたは核政策の概念的ねじれ[12, 13, 14, 15]:

¹本稿はある月刊誌に投稿し査読後の加筆修正後、掲載許可かどうか不明の原稿「原子炉級プルトニウムは核兵器に使えないか」への補足資料。
filename = reactor - grade - Pu - and - nuclear - weapon - note20200428.tex

²九州工業大学名誉教授。専門分野：原子核物理学，論考等：核・原子力問題。

- (1) 「核兵器のない世界を目指す」：唯一の原爆被爆国であるが、「核兵器のない世界」は究極的目標である。
- (2) 「核の傘」政策：平和憲法の本質とは別に（無視して）、世界の安全保障の現実を考えた「核の傘」政策：
- (3) 使用済み核燃料の再処理や高速増殖炉を柱とする「プルトニウムの平和利用」：原子炉級プルトニウムは平和目的にしか使えないという建前である。

これらのどれかひとつが崩れたら、日本政府の核政策の「堅牢性」が揺らぐと思われる。本稿の目標は限定的で、(3) の中の一つの問題についてしたがってのみ論じる。

2 核分裂兵器の物理学

以下の内容の物理的背景として、原爆（核分裂兵器）における核爆発の物理学について説明する。

どんな起源かに拘わらず、爆発は制限された空間的領域内における大量のエネルギーの時間的に非常に急速な解放と関連している。³

ウランやプルトニウムなど重い核は、中性子を吸収した後、中性子エネルギーに依存した確率で核分裂（誘起核分裂⁴）し、莫大なエネルギーと2次的な中性子を約3個発生する。1回の核分裂により発生するエネルギーは、原子分子の反応の際に出入りするエネルギーに比べて、少なくとも百万倍に達する。中性子がまだ核分裂していない核分裂性の原子核に吸収されると、同様に核分裂を起こし、連鎖反応が可能になる（核分裂連鎖反応）。また、重い原子核は一般に不安定であるので、中性子を吸収せずに自発的に核分裂することもある（自発核分裂⁵）。もちろん、その際にも2次的な中性子が約3個発生する。

中性子発生割合は系としての核分裂性物質の体積に比例する。他方、中性子の系外への漏洩割合は核分裂性物質の表面積に比例する。従って、核分裂連鎖反応が継続するための最小質量、すなわち臨界質量が存在する。臨界量は核分裂性物質の密度の2乗に反比例する[17, 46, 18, 20, 21](附録Aを参照)。ここから重要な性質が導かれる。すなわち、ある時点で臨界量以上の質量であっても、膨張すれば臨界未満になり、核分裂連鎖反応は止まる。逆に、圧縮できれば臨界量は少なくて済み、さらに爆発効率も増加する。

爆発的な核分裂連鎖反応により解放されるエネルギーの圧倒的な部分は最後の数世代の核分裂により発生する。附録B参照。従って、核爆発が想定された威力で起こるかどうかは、爆発的エネルギーを生み出す核分裂連鎖反応と、先行して起

³従って、「ゆっくりとした核爆発」という表現は、科学的には、無意味である。

⁴induced nuclear fission

⁵spontaneous nuclear fission

この部分の核分裂連鎖反応のエネルギーに起因する熱膨張との競争で決まる。この熱膨張については附録 C 参照。このため、核分裂連鎖反応が十分に進行するまで膨張をできるだけ長く抑える装置 (タンパー)⁶が必要不可欠である [17, 20, 22].

核兵器の製造のために解決すべき原理的課題は次の通りである。

1. 爆発前には核分裂性物質を未臨界状態に保つ
2. 中性子がない状態を保ったまま、核分裂性物質を超臨界状態にする。核分裂連鎖反応における中性子の実効増倍率⁷ k_{eff} を 1.0 以下の未臨界状態から、いかに短時間に、2.0 程度 (超臨界状態) に高めるかが技術的生命線である。
3. 最適の配位の時、中性子を臨界質量に注入する。

しかし、課題 1, 2, および 3 を同時に解決することは、自然に発生する中性子が避けられないため、非常に複雑である。宇宙線は大気中の分子との核反応により中性子を生成するが、核分裂連鎖反応への「バックグラウンド」中性子のほとんどすべては、自発核分裂のプロセスを通じて核分裂性物質自体から発生する。

3 なぜプルトニウムが問題になるのか

3.1 プルトニウムとウランの性質の比較

2つの核分裂性物質、プルトニウムとウランの基本的な性質を以下に比較する。

1. Pu の爆発的核分裂連鎖反応に対する臨界量は U のその 4 分の 1 程度である。
2. U 濃縮には高精度の大規模施設が必要だが、Pu は原子炉の稼働により徐々に生成し、使用済み核燃料から再処理により Pu を抽出する方がウランを濃縮するより技術的に相対的に容易である。
3. U 使用の核分裂兵器は砲弾型という単純な合体方式でも可能であるが、Pu 使用の核分裂兵器は、自発核分裂の確率が高い Pu-240 などの混入のため、砲弾型では不可能で、爆縮方式が必要不可欠であった。

3.2 原子炉中において生成されるプルトニウム同位体

原子炉におけるプルトニウム生成の仕組みは次の通りである。ウラン核燃料中の約 96 % を占める U-238 が中性子を吸収し、ベータ崩壊の結果、Pu-239 が得られる。Pu-239 は核兵器の製造に最も有用な Pu アイソトープであり、原子炉の運

⁶tamper

⁷effective multiplication factor.

転を通じて生産される．図 1 に示すように，原子炉内の燃料がより長い期間中性子の照射に晒されると，Pu アイソトープの一部が更に中性子を吸収して，一部はベータ崩壊を経て，中性子をより多く含むアイソトープ，すなわち，より高次のアイソトープに転換する：

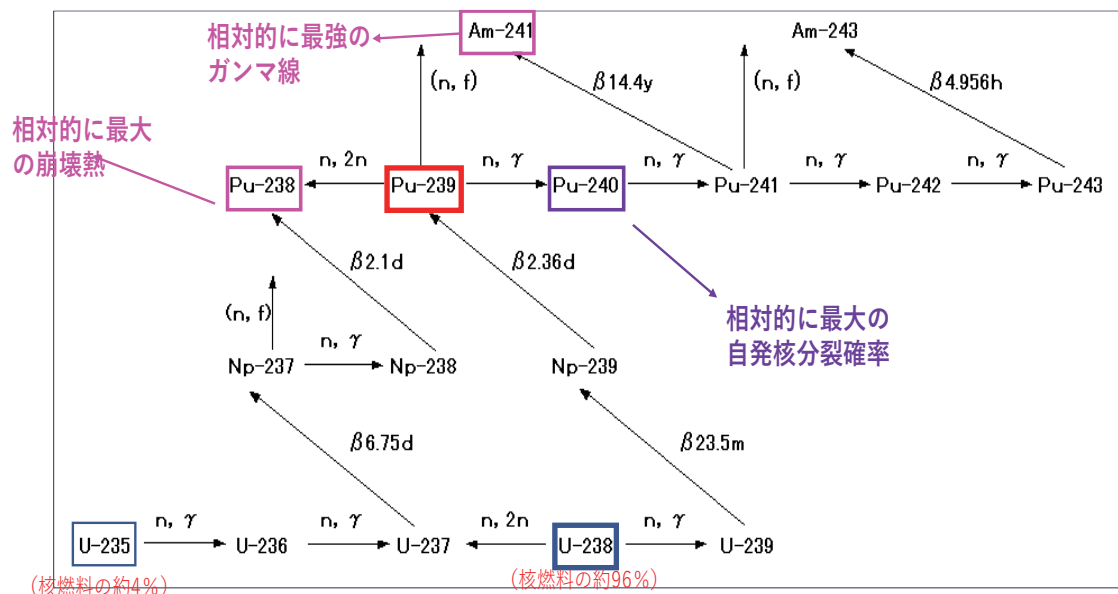


図 1: ウラン核燃料の中性子照射により生成されるプルトニウム同位体. 出典：[19]. 四角枠とカラーの文字は引用者が加筆.

しかし，Pu-238 は U-235 に中性子が吸収された後に，放射崩壊系列において生成される．核兵器製造に当たって，Pu-239 の比較的純粋な組成が選ばれるため，核燃料棒は短期間の照射後に原子炉から取り出され，使用済み核燃料の再処理により Pu が分離される．発電用を目的とする原子炉の場合，核燃料はより長い期間原子炉内に置かれ，これによってより高次のアイソトープをより多く含む Pu が得られる．それらの性質を図 2 に示す．

燃焼度⁸とは，核燃料の中で特定の運転期間中の核分裂により実際に発生した熱エネルギー（熱出力×時間）⁹を燃料の質量（重量）1 kg または 1 トンあたりで表したもので，その単位は MWD kg^{-1} である．すなわち

$$\begin{aligned} 1 \text{ MWD kg}^{-1} &= 10^6 \text{ W} \times 24 \times 60 \times 60 \text{ skg}^{-1} \\ &= 8.64 \times 10^{10} \text{ J kg}^{-1}. \end{aligned} \quad (3.1)$$

自発核分裂の確率が高い Pu-240 の含有率により，プルトニウムの品位がスーパー級 ($\text{SGPu}, < 3\%$)，兵器級 ($\text{WGPu}, 3 \sim 7\%$)，燃料級 ($\text{FGPu}, 7 \sim 18\%$)，原子

⁸burnup

⁹原発の場合，熱効率は約 33%であるから，電気出力（いわゆる電力）は熱出力の約 33%である．

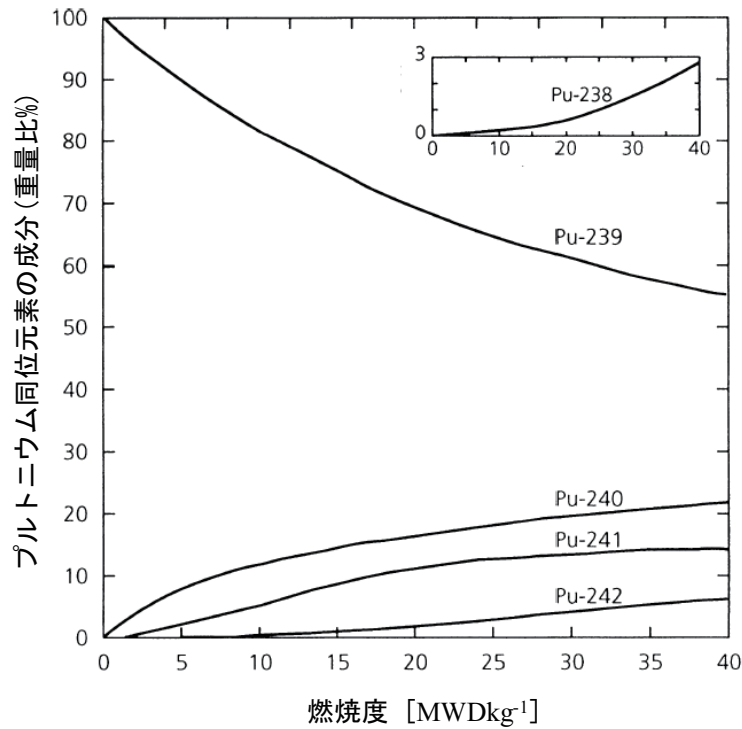


図 2: ウラン核燃料に生成されるプルトニウム同位体の構成比の燃焼度への依存性. 出典: [27]

炉級 (RGPu, 18~30%) に分類されてきた [8]. 表 1 に, 本稿に関連する Pu アイソトープの性質を示す. 自発核分裂による中性子発生率の計算例については附録 D 参照. また崩壊熱の計算例については附録 E 参照.

4 古典的な核兵器としての長崎原爆一兵器級プルトニウム使用の爆縮型一

しかし, Pu を使用した原爆の場合, Pu-240 の自発核分裂の確率が有意に大きい¹⁰ため, 自発核分裂により発生する中性子が, 期待するタイミングではなく, 過早爆発¹⁰を引き起こし, その結果, 極めて低威力にしかならないことが高度の球対称性の保持など技術的難度が非常に高い爆縮型¹¹が発明された理由である [18, 20, 22, 23]. 広島原爆はウランを用いた砲弾型であったが, その爆発効率は約 1.5 % と非常に低かった. その後の核兵器技術に重要な役割を果たした長崎原爆 (Fat Man) の爆発効率は約 17 % である [23]. しかし, その総重量は 4,670 kg で, 爆縮レンズ用の通

¹⁰predetonation. 事前爆発という直訳もあるが, 文献 [22] による. また精確には, detonation とは爆発波の進行速度が音速を超える爆轟といい, それが音速以下の爆発と区別される.

¹¹implosion type assembly

同位元素	有効半減期 a)	自発核分裂半減期 b)	放出中性子数 c)	臨界質量 c)
Pu-238	88 [y]	4.75×10^{10} [y]	2.3	9 [kg]
Pu-239	2.41×10^4 [y]	8.0×10^{15} [y]	2.9	10 [kg]
Pu-240	6.56×10^3 [y]	1.14×10^{11} [y]	2.2	40 [kg]
Pu-241	14.4 [y]	$< 6.77 \times 10^{10}$ [y]		12 [kg]
Pu-242	3.76×10^5 [y]	6.6×10^{10} [y]	2.3	90 [kg]
同位元素	中性子発生率 c)	崩壊熱 c)	WGpu 含有率 a)	RGPu 含有率 a)
Pu-238	2.6×10^3 [n/(gs)]	567 [W/kg]	0.012 [%]	1.3 [%]
Pu-239	3.0×10^{-2} [n/(gs)]	1.9 [W/kg]	94 [%]	60 [%]
Pu-240	1.0×10^3 [n/(gs)]	7.0 [W/kg]	5.8 [%]	24 [%]
Pu-241	4.9×10^{-2} [n/(gs)]	4.5 [W/kg]	0.35 [%]	9.1 [%]
Pu-242	1.7×10^3 [n/(gs)]	0.1 [W/kg]	0.022 [%]	5.0 [%]

表 1: Pu 同位元素の性質. a)=[4], b)=[29], c)=[24]. 放射性の原子核が複数の崩壊様式を持つ場合, 特に断りが無いとき, 文献等に記載される半減期とは次式により定義される有効半減期 T_{eff} のことであることに注意すべきである. この表に記す原子核においては, アルファ崩壊またはベータ崩壊か, 自発核分裂が起こる. それぞれの半減期を $T_{\alpha(\beta)}, T_{\text{SF}}$ とすれば, $T_{\text{eff}} \equiv T_{\alpha(\beta)} \times T_{\text{SF}} / (T_{\alpha(\beta)} + T_{\text{SF}})$. ただし, 多くの場合, $T_{\alpha(\beta)} \ll T_{\text{SF}}$ であるから, $T_{\text{eff}} \approx T_{\alpha(\beta)}$ である.

常爆薬は 2,500 kg にもなった. 従って, 長崎原爆型ではミサイルの核弾頭としては不可能であったが, 第 2 次世界大戦後, 米国や旧ソ連などで小型化された核兵器が開発された.

5 原子炉級プルトニウムで核兵器は作れないという言説への批判的分析

5.1 核兵器の性能は設計水準に依存して決まる

マンハッタン計画においても砲弾型では U235 は使えるが, Pu の場合には使えず, 爆縮という斬新な設計が考案されて, その技術的信頼性は 1945 年 7 月 15 日の Trinity 実験 (最初の原爆実験) で実証された [20, 22, 23].

爆縮型の主な利点は次の通りである [18, 23].

- 高い挿入速度-これにより, 自発核分裂率の高い材料を使用できる.
- 高密度が達成され, 非常に効率的な爆弾につながり, 比較的少量の材料で爆弾を作成できる. 臨界量が核分裂性物質の密度の 2 乗に反比例 [17, 18] するので, 爆縮型では, 核分裂性物質を圧縮できれば, 臨界量は大幅に減少する.

- c) 軽量設計の可能性．最適な設計ではコアを爆縮するのに数キログラムの爆薬しか必要ない．

1950 年代初頭の米国の核兵器は，その性能を向上させるために，ピット内に空隙を導入した浮上型ピット¹²[23] を使用したが，欠点があったため，改良された中空型ピット¹³では Pu を球殻状に成形したもので，ハンマーで釘を打つような効果を得るため，タンパー（抑え）とピットの間に間隙が設けられた．これは爆縮の効果を高め，結果として Pu の量が少なくて済むようになった．この結果，後述する崩壊熱問題がかなり緩和された [8]．このように，核兵器の性能は設計水準に依存して決まる [24, 25, 26]．

5.2 過早爆発の対処法 1

- (1) 低水準の設計を用いても有意の爆発威力：

1947 年から 1972 年までロスアラモス国立研究所理論部の所長を務めた Mark は，原子炉級 Pu の爆発的性質について，関係する諸現象の複雑さを避けて，物理的に単純化したモデルに基づく解析 [27] により，原子炉級 Pu，兵器級 Pu とスーパー級 Pu の間の比較分析を行い，原子炉級 Pu の場合でも爆発効率の最小値が 0.027 となり，20 キロトンの設計威力の場合，0.54 キロトン程度になり，¹⁴甚大な被害を与える可能性があること¹⁵および，威力の最小値が中性子発生率 N に依存せず，核分裂連鎖反応の各世代における中性子の平均走行寿命（附録？参照）と爆縮時間¹⁶ t_0 の比だけで決まることなどを明かにした．

- (2) Mark の分析結果の一部の解析的表現とグラフ化：

その後，von Hippel と Lyman[27] が Mark 論文の解析モデルを明示的な数式として表現した． N はそれぞれの級のプルトニウム 6 k g 中の Pu-240 などの自発核分裂により放出される 1 秒あたりの中性子の個数で，原子炉級 Pu，兵器級 Pu とスーパー級 Pu の間で，この値が有意に異なる．例えば，中性子発生率は

$$N = \begin{cases} 20 \times 10^5 \text{s}^{-1} & (\text{原子炉級 Pu}) \\ 3 \times 10^5 \text{s}^{-1} & (\text{兵器級 Pu}) \\ 0.5 \times 10^5 \text{s}^{-1} & (\text{スーパー級 Pu}) \end{cases} \quad (5.2)$$

¹²levitated pit

¹³hollow pit

¹⁴被害体積一半径の 3 乗に比例—は爆発威力に比例するが，被害面積一半径の 2 乗に比例—は威力の 3 分の 2 乗に比例するので，

¹⁵威力は 0.027 倍とかなり縮小されても， $(0.54 \text{ktone}/20 \text{ktone})^{2/3} \approx 0.1$ となり，被害面積は 10 分の 1 程度に及ぶ．

¹⁶implosion time

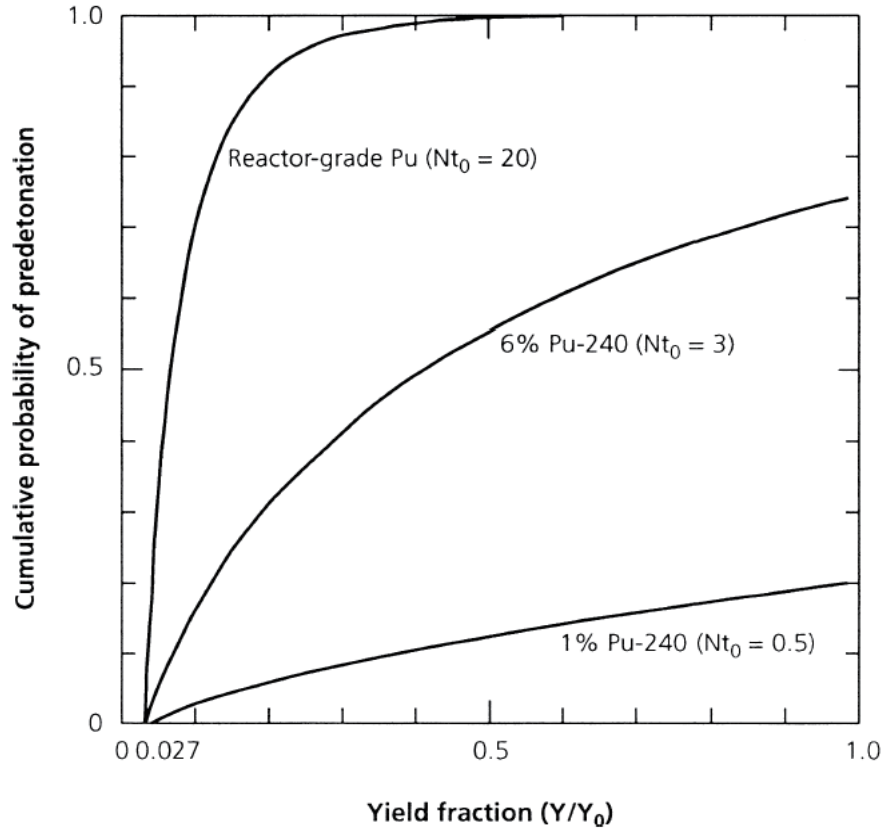


Figure A-1: $P(Y/Y_0 < 1)$ as a function of Y/Y_0 for plutonium cores with $N = 0.5, 3$, and $20 \cdot 10^5$ spontaneous fissions per second for $t_0 = 10^{-5}$ and $\tau = 10^{-8}$ seconds.

図 3: 原子炉級 Pu, 兵器級 Pu, スーパー級 Pu の過早爆発する確率の出力依存性. 出典 [27]. いずれも同じ爆縮時間 $t_0 = 10^{-5}$ s に対して. 6%Pu – 240 は兵器級プルトニウム, 1%Pu – 240 はスーパー級プルトニウム.

設計爆発威力を Y_0 , 実際の爆発威力を Y , 爆発効率を $(Y/Y_0 \equiv x)$ とする.

$$x_{\min} \equiv \left(\frac{90\tau}{t_0} \right)^{3/2} \quad (5.3)$$

$$P_{\text{predet}}(x) = 1 - \exp \left[-\frac{1}{2} N t_0 \left(x^{2/3} - (x_{\min})^{2/3} \right) \right] \quad (5.4)$$

$P_{\text{predet}}(x)$ は [27] の附録に掲載されている最後の式を書き直し, この数式にもとづくグラフを図 3 に示す.

- (3) 爆縮時間の短縮による効果: Mark, von Hippel と Lyman の分析 [27] を受けて, Kang ら [28] は, 図 4 に示すように, 爆縮時間 t_0 を減少することができれば, 過早爆発をする累積的な確率 $P_{\text{predet}}(x)$ が著しく減少することを示した.

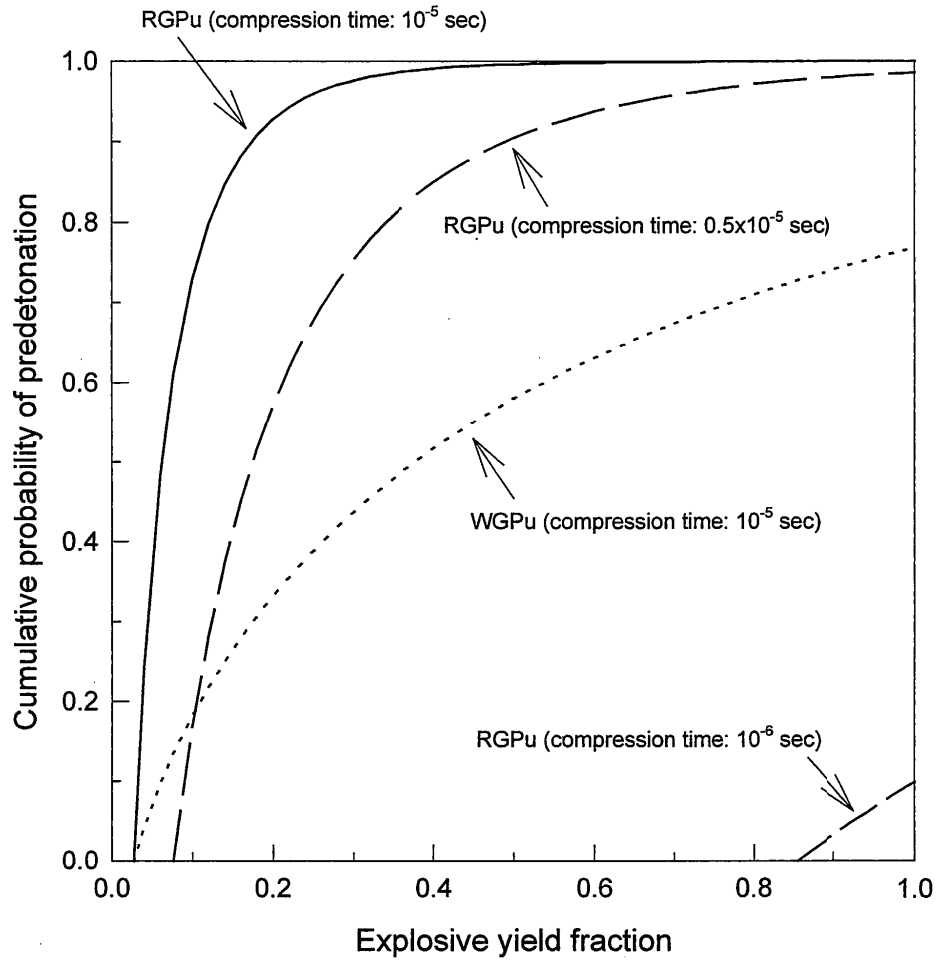


Fig. 3 Explosive properties of 6 kg of RGPu and WGPu (neutron generation time: 10^{-8} s)

図 4: 原子炉級 Pu の過早爆発する確率の異なる爆縮時間に対する出力依存性. 出典 [28]. compression time とは爆縮時間 t_0 のこと.

(4) 爆縮時間の短縮によるプルトニウム品位区別の無意味化:

ここで、問題をより明確にするため、 $P_{\text{predet}}(x)$ ではなく、過早爆発をしない確率 $P(x) = 1 - P_{\text{predet}}(x)$ の x への依存性を図5に示す。爆縮時間 t_0 を短くすることができれば、 x の最小値 $x_{\min}$ が 0.027 から 0.855 へと大きく増大するだけではなく、原子炉級 Pu を用いても、 $t_0 = 10 \times 10^{-6}$ s に対する兵器級 Pu やスーパー級 Pu の $P(x)$ 値を有意に超える性能が得られ、プルトニウムの品位区別が実効的に無意味になることが分かる。

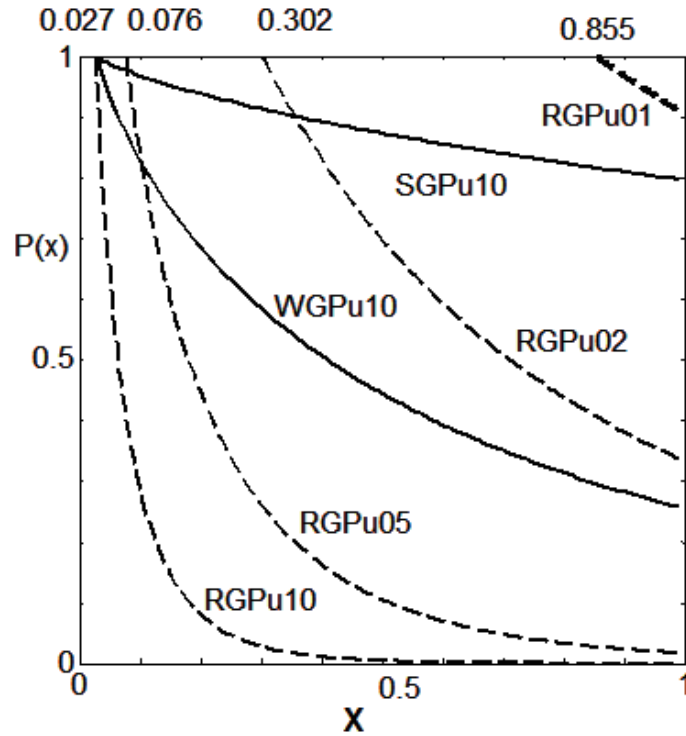


図 5: 原子炉級 Pu の過早爆発をしない確率の爆縮時間への依存性。横軸 x は爆発効率 (Y/Y_0)、縦軸 $P(x)$ は過早爆発をしない確率。RGPu: 原子炉級 Pu, WGPu: 兵器級 Pu, SGPu: スーパー級 Pu. グラフ上部の数値はそれぞれの t_0 の値に対する $x_{\min}$ の値. 各 RGPu の右側の数値の意味は以下の通り. 10: $t_0 = 10 \times 10^{-6}$ s, 05: $t_0 = 5 \times 10^{-6}$ s, 02: $t_0 = 2 \times 10^{-6}$ s, 01: $t_0 = 1 \times 10^{-6}$ s.

例えば、原子炉級 Pu の 6.2 kg の場合、 $N = 20 \times 10^5 \text{s}^{-1}$ で、爆縮時間 $t_0 = 10^{-6}$ s であるとする。この間に自発核分裂により発生する中性子は 2 個になる。しかし、爆縮により核分裂性物質は圧縮され、臨界量が少なくてすみ、核分裂性物質が 6 kg の半分以下ですめば、自発核分裂により発生する中性子は 1 個以下になる。

ここで、Mark らの論文 [27] について、文献 [4] にかなり否定的な見解が述べられていることについて議論する：その要旨は「Mark らの論文は、1943 年に Serber がロスアラモス研究所で行った講義録 [17] の爆発所要時間と達成威力の間の数学

モデルを拠り所として簡略化した核兵器の数学モデルの計算結果を示したに過ぎず、実際の核爆発装置との関係が不明である、算術的な検証であって技術の証明ではない」と。

しかし、この見解は科学的に妥当であろうか。

まず、中性子の生成、吸収、散乱という挙動 (neutronics) や核爆発時におけるガス化する核兵器本体の流体力学的挙動が極めて複雑な現象に対して、解析可能なモデルを設定して分析することは物理学の基本的な方法論であり、歴史的に幾多の事例で検証されてきたことはよく知られている。もちろん、複雑な現象についてのより深い理解にはより詳細な数値計算や関連する実験結果の分析も必要である。Mark らの分析内容は、広島原爆の高濃縮 U に対する砲弾型では $t_0 = 10^{-3}$ s であり [20, 23], $x_{\min} = 0.000028$ と無視できる小さくなるだけでなく、それよりも大きい x の値に対して $P(x)$ の値も無視できるほど小さくなるなど、砲弾型は Pu には使用できないことも容易に理解される。

次に、Mark らの論文は文献 [20, 23, 24] と論理整合的であり、文献 [28] を含む諸文献に引用されるなど、原子炉級プルトニウム問題では基準となる参照論文として評価されていると思われる。さらに、Mark らの論文についてのより詳細な評価については附録 G を参照。

5.3 過早爆発への対処法 2

DT 核融合による核分裂の高速化・高効率化：ブースター (booster) またはブースティング (boosting)。

ブースターとは相対的に少量の核融合物質、重水素 (D) と三重水素 (T) の核融合による核分裂連鎖反応の高速化・高効率化の仕組みをいう。

核分裂兵器の爆発効率を上げるためには、核分裂を誘起する中性子の個数を適切なタイミングで、かついかに効率的に増やすかがポイントである。そのために、核分裂以外の反応として核融合反応が候補になる。しかし、核融合反応が起こるためには超高温超高压が必要である。そこで核分裂兵器の中心部では爆縮により超高压が達成され、核分裂連鎖反応により超高温が達成されるという仕組みを活用するのである。

核融合反応が起こるためには最低温度 (点火温度) ¹⁷ があり、核分裂連鎖反応が起きる中心部で実現する温度は DD 核融合には低すぎて無理で、DT 核融合には適合する [22]。図 6 に示すように、DT 核融合によって放出される中性子の平均的エネルギーは 14MeV で、核分裂によって放出される中性子 2MeV の 7 倍も高い。その中性子が Pu-239 に吸収され、核分裂すると、放出される中性子は 5 個弱になり、DT 核融合なしの場合のその 1.5 倍に増加するのである。

¹⁷DT 核融合の場合、 3×10^7 K、DD 核融合および DHe3 核融合の場合、 3×10^8 K。出典は <https://www.sciencedirect.com/topics/engineering/fusion-reaction>

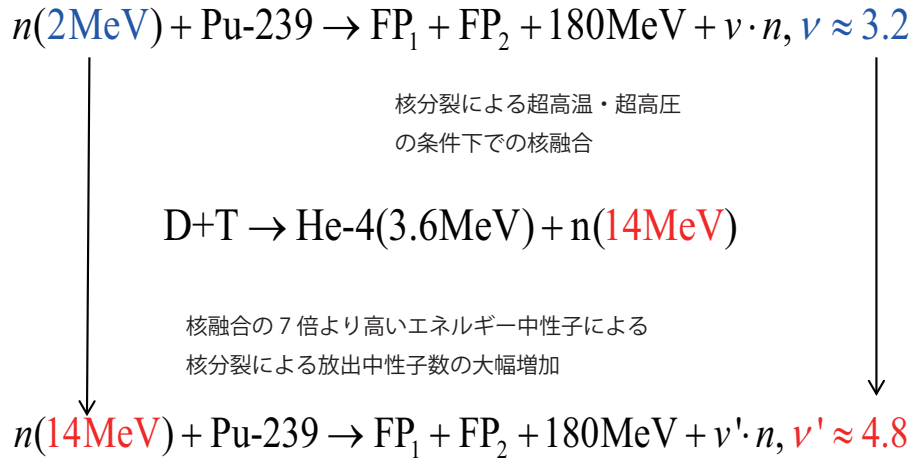


図 6: DT 核融合による核分裂の高速化・高効率化.

その結果、ブースターがない場合の威力がブースターにより約 10 倍にも増加する [22, 30]. 因みに、核融合にかかる時間は 1 ナノ秒 ($= 10^{-9}$ s) 程度である [30]. (1eV は 1 電子ボルト, 1MeV は百万電子ボルトというエネルギーの単位である.)

ブースターの利点は以下の通り [8, 22, 28, 30].

- 1) 相対的に薄い中性子反射体・タンパーでよいので、低い重量と小型化が可能である.
- 2) 核兵器の出力可変性. DT ガスが装荷されなければ、ゼロまたは無視出来るほどの低威力になる. すなわち、DT ガスの量により、爆発威力を調節することが可能である.
- 3) 自発核分裂により発生する中性子による惹起される過早爆発を実質的に心配しなくてもよい.

文献 [4] においても、ブースターがある場合には「原子炉級プルトニウムでも十分役に立つ筈である」と断定している.

ここで、ブースターがない場合に対して附録 G において議論したように、ブースターにより強化された核分裂連鎖反応における中性子の実効増倍率 k_{eff} の値とその時間的変化の物理的な意味について考察してみる. エネルギー $E_n = 14$ MeV の中性子に対する関連する核反応の断面積の値 [23], $\sigma_{el} = 2.944$ b, $\sigma_{inel} = 0.416$ b, $\sigma_f = 2.334$ b, $\sigma_c = 0.000847$ b と核分裂あたりに放出される中性子の平均個数 $\nu = 4.8$ [48] を用いると、式 (G.49) の右辺第一項の値は

$$\frac{\sigma_s + \sigma_f \cdot \nu}{\sigma_{total}} \approx 2.45 \quad (5.5)$$

となる．体系外へ漏洩する中性子の平均個数 ℓ の値が爆縮前の 0.5 から爆縮最終段階で 0 になると仮定すれば， k_{eff} の値は約 2.0 から約 2.45 まで変化すると推定される．これはブースターがない場合に比べて，ブースターにより強化された核分裂連鎖反応は格段に効率が高いことを意味する．ただし，ブースター用の TD ガスの質量は約 1 モル，すなわち 3 グラム程度で，核分裂物質の質量はキログラム単位であることを考えれば，ブースターの役割は強い中性子源として核分裂連鎖反応の高速化および高効率化であると推測される．すなわち， k_{eff} の値が約 2.0 を超える時間帯は極短いと推測される．

5.4 Pu-238 の高い崩壊熱

Pu のコア自体で許容熱量が制限されることはない．実際の拘束条件は温度増加による Pu 同素体間の転移の可能性である．表 2 に示すように，プルトニウムには温度により密度がそれぞれ大きく異なる 6 つの同素体 (α , β , γ , δ , δ' , ϵ) があり，温度変化にかなり敏感である．従って，Pu の加工は非常に困難である．Pu は原子の中で並外れて複雑な性質を持つことが知られている [32]．

相	結晶構造	密度 [g/cm ³]	安定な温度範囲
アルファ (α)	単純単斜	19.86	< 115 °C
ベータ (β)	体心単斜	17.70	115 – 185 °C
ガンマ (γ)	面心直方	17.14	185 – 310 °C
デルタ (δ)	面心立方	15.92	310 – 452 °C
デルタ' (δ')	体心正方	16.00	452 – 480 °C
イプシロン (ϵ)	体心立方	16.51	480 – 640 °C

表 2: Pu 同素体の性質．出典 [32]

しかし，図 7 に示すように，金属 Pu に少量のガリウムを加えたプルトニウム・ガリウム合金は非常に耐熱性があり，室温から 500 °C 以上の温度範囲で安定していて，かつこの温度範囲にわたって密度変化は非常に小さくなる [8, 31]． δ 相は通常は 310 °C–452 °C の範囲で生じるが，少量のガリウム（またはアルミニウムまたはセリウム）を加えた合金とすることで室温でも安定となり，加工性が高まり溶接もできることから核兵器に利用される． δ 相では金属的な性質が強まり，アルミニウムに近い強度と展延性を持つようになる．核分裂兵器において，高性能爆薬を用いてプルトニウム・ピットを爆縮すると，2.7kbar の圧力¹⁸ で δ 相からより高密度の α 相への相転移が起こるため [32, 22]，超臨界状態の実現が容易になる．核分裂連鎖反応の臨界質量は密度の 2 乗に反比例するので，密度変化による効果，臨界質量が $(16.00/19.86)^2 = 0.65$ 倍，すなわち約 35% 減少するのである．

¹⁸2.7 kbar = $2.7 \times 10^3 \times 10^5$ Pa = 270 MPa. 1 bar = 10^5 Pa. 1 Pa $\equiv$ 1 N/m².

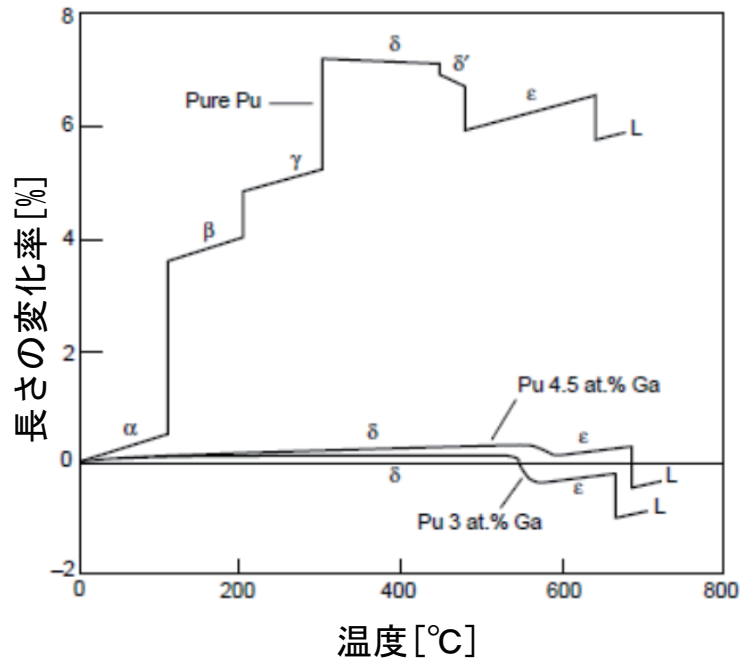


図 7: プルトニウム・ガリウム合金の利点. 出典 [32] . Pu3at.% Ga, Pu4.5at.% Ga : それぞれ, Pu に 3 または 4.5 原子パーセント [at.%] の Ga を加えた合金. 原子パーセント [at.%] については附録 H を参照. L : 液相 (liquid).

また、崩壊熱そのものの影響低減の方法として、Pu コアを取り囲む高性能爆薬に比べて、1000 倍以上高い熱伝導率をもつアルミニウムの断面積 1 平方センチ以下のものを用いた熱橋（サーマルブリッジ）を使えば、発熱量を半分にできるという提案もある [27]. 他にも、中空型ピット設計などにより核兵器中の Pu の量自体を減らす、または使用数分前まで Pu コアを核兵器から離しておくなどの方法により、原子炉級 Pu の熱出力を取り扱い易くなる [8].

5.5 Am-241 のガンマ線

Pu-241 のベータ崩壊により生成される Am-241 は原子炉級 Pu 中で最強のガンマ線源である. そのエネルギーが 0.06MeV であり、原子核の多くのガンマ線より相対的に低い. しかし、例えば附録 I に示されているように、Pu コアを 0.5 cm の天然ウランでコーティングすれば、透過するガンマ線の強度は、遮蔽されていない兵器級 Pu コアからのそれよりも大幅に少なくなる [8]. 天然ウランはアルファ粒子を放出するが、その遮蔽は容易である. 遮蔽の材料としては他の金属でもほぼ同様の遮蔽効果が得られるが、天然ウラン中の U-238 は 1MeV 以上の高エネルギー中性子に対して核分裂するという軍事的利点もある.

5.6 「原子炉級 Pu という劣った材料を使う理由はあるか」

文献 [4] に述べられている「原子炉級 Pu という劣った材料を使う理由はあるか」という疑問をどう考えるべきか。

- 1) 原子炉級 Pu は兵器級 Pu と比べて劣った材料とは言える。しかし、兵器級 Pu はスーパー級 Pu と比べると劣った核物質である。しかし、スーパー級 Pu を大量に生産することは容易ではなく、核兵器生産に関心をもつ国々は兵器級 Pu を使用する方法を見つけた。この相対的に「劣った」核物質，すなわち兵器級 Pu から何万発もの核兵器が製造されていること [8] を無視すべきではない。
- 2) 確かに、兵器級 Pu か原子炉級 Pu のどちらかを使うという選択枝があるならば、核兵器を開発したい国または組織は常に兵器級 Pu を選ぶであろう。しかし、種々の制約が強く、兵器級 Pu は容易に入手できない。その場合の選択枝は、原子炉級 Pu か兵器級 Pu かではなく、むしろ原子炉級 Pu か核兵器なしかである [8]。
- 3) 「はじめに」において述べたことと関連して、文献 [4] の著者が採用していると想定される、使用済み核燃料の再処理を前提とする「原子力平和利用」の立場に取って、原子炉級 Pu から、兵器級 Pu を用いた核兵器と基本的に同等の兵器が作れることは、政策的に「大変都合が悪い」と想像され、心理的に認めがたく、何としても「原子炉級 Pu は核兵器には不適」という理由を必要としているのかもしれない。

5.7 国際原子力機関の核保障措置

核の番人と言われる国際原子力機関（IAEA）では、原子炉級 Pu を区別して規制をするわけではない。保障措置上の「有意量 8kg」（核爆発装置に必要な Pu 重量）は、原子炉級 Pu を含む全ての Pu に当てはめて決められていること [33, 34] は、上述の如く Pu の品位区別は実効的に無意味になるという推論と整合的である。

6 高速増殖炉におけるスーパー級 Pu 生成

前項まで、商用原子炉の大部分を占める軽水炉（軽水減速熱中性子炉）における付随的な副産物としての原子炉級 Pu について議論してきたが、プルトニウム生産を主目的とする、またはより適した原子炉として、黒鉛炉、重水炉と高速増殖炉がある。黒鉛炉と重水炉はともに、核分裂により放出される高速中性子を減速材により熱中性子に減速する点で、軽水炉と共通するが、それぞれの減速材が黒鉛（炭素）と重水である点が軽水炉とは異なる。黒鉛炉は第二次世界大戦当時の

米国マンハッタン計画においてプルトニウム生産炉として開発された。重水炉により生産されるのは、原子炉級 Pu より Pu239 の純度が有意に高い兵器級 Pu である [35]。重水炉の代表的なものはカナダが開発した CANDU 炉である。インドは CANDU 炉を平和利用目的でカナダから輸入した後、核兵器開発を始めた。

他方、高速増殖炉は高速中性子を減速させずに核分裂連鎖反応を利用し、炉心燃料として低濃縮ウランまたは MOX 核燃料を用い、それを囲むブランケット燃料として天然ウランまたは劣化ウランを用いる。高速増殖炉についての公式情報や原子力工学関係の教科書にはほとんど記載されていないが、そのブランケットにおいて、スーパー級 Pu が生産される [7, 35, 36, 37]。しかし、日本では核燃料サイクルの要とされた高速増殖炉の原型炉「もんじゅ」が 1994 年に臨界に達した後、ナトリウム漏洩事故などにより停止したまま 2016 年に廃炉が決定された。その後、政府は増殖機能のない高速炉の開発に方針転換し、核廃棄物の減容などを目的としているが、国際協力をめざしたフランスの高速炉計画の頓挫もあり、高速炉開発の技術的な展望は不明と思われる。さらに、高速増殖炉によるスーパー級 Pu の製造にこだわることなくても、既述したように、爆縮速度を高めるなどの方法により、スーパー級 Pu と実質的に同等な性能が得られる可能性があることも留意するべきである。

7 原子炉で核爆発は起こるか

1. 原子炉では核爆発は起こる可能性はないこと：

理由：

- (a) 核分裂性物質 (ウラン 235) の濃縮度がかなり低いこと：軽水型原子炉の核燃料におけるウラン 235 の濃縮度は約 4% $\longleftrightarrow$ 広島原爆のウラン 235 の濃縮度は約 90% 以上；原子炉の核燃料の濃縮度の約 22.5 倍
- (b) 原子炉における核分裂連鎖反応は主として熱中性子 (平均エネルギー = 0.025 eV) により誘起される。 $\longleftrightarrow$ 核爆発では、高速中性子 (平均エネルギー = 2 MeV = 2,000,000 eV) による核分裂連鎖反応
- (c) 原子炉では、核兵器に必須のタンパーの役割を果たす構造物はない。

2. 使用済み燃料プールでの即発臨界は事後の測定データから証明できるか：

上述の議論において明示的に指摘していないが、核分裂の際、その直後に放出する中性子を即発中性子¹⁹といい、核分裂生成核の一部から数秒程度以後に遅れて放出される中性子を遅発中性子²⁰という。遅発中性子の個数は全中性子数の 0.1% 以下であるが、原子炉の運転には重要な役割を果たす。原発

¹⁹prompt neutron

²⁰delayed neutron

の定格運転においては、遅発臨界または遅発中性子による臨界²¹を極わずかに超える程度で運転されている。事故時に、即発臨界、すなわち即発中性子による臨界²²は原理的にはありうるが、

福島第一原発の使用済み燃料プールでの即発臨界は事後の測定データから証明できるかという観点からの分析 [40] によれば、ほとんど不可能であり、妥当な分析であると思われる。

3. 「福島第一原発 3 号機の爆発＝核爆発」説について:

福島第一原発 3 号機の爆発は核爆発ではないかという意見が一部にある。しかし、1 号機、2 号機の水素爆発と異なり、少なくとも 3 号機で黒煙が上がったことは炉心溶融物とコンクリートとの相互作用による CO 発生とその爆発による追加であると解釈すれば、十分に理解可能と思われる。

4. 航空機激突や通常兵器による原子炉への攻撃、核兵器による原子炉攻撃の可能性はゼロではない。これについては文献 [41] を参照のこと。

8 おわりに-課題と議論-

文献 [4] の結論は「原子炉級プルトニウムを用いて核兵器を作る意味があるかどうか、答えはノーである」と明確だが、RGPu を用いて信頼性の低い爆発装置しかできないことを技術的に実証したわけではない。「作る意味があるかどうか」という問題設定自体がかならずしも客観的ではない。核兵器を所有したい組織などは意味の存否ではなく、技術的可能性を前提とすれば、費用対効果比を優先して考えるであろう。「RGPu を用いても信頼性の高い核兵器の製造は可能」という言説は「原子力平和利用」の建前に矛盾するので、「都合が悪い」と感じていることは確かであろう。

以上のように、原子炉級 Pu は核兵器に使用できないとか不適であるということは科学的、技術的には根拠薄弱であり、洗練された設計技術を用いれば、核兵器の材料としては原子炉級 Pu と兵器級 Pu は基本的に同等であると考えられる。

核兵器の水平拡散は特定の国の政府または非政府組織の政策という政治的側面と本稿で議論した関連物質の生産または入手、設計技術という技術的側面の両方が関わる。技術的側面において、核分裂物質、特に Pu は品位を問わず必須である。

従って、一定量以上の原子炉級 Pu を保有することは核兵器の水平拡散への脅威である。非核兵器保有国中最大の約 45.7 トンの原子炉級 Pu を保有する日本では Pu 在庫量を大幅に削減すべきである [43]。

しかし、TD ガスを加えなければ、実質的に核爆発は起こらないというブースターの特徴があるので、トリチウムも必須の物質と見なすべきである。核兵器の水

²¹delayed neutron criticality

²²prompt neutron criticality, 核出力暴走 (nuclear excursion)

平拡散を真に目指すのであれば、爆縮技術に中核的役割を果たす高性能爆薬、Pu とトリチウム [42] も強い規制の対象にすべきである.)

謝辞

1. 故永田 忍氏 (元宮崎大学工学部長, 名誉教授) の霊に本稿を捧ぐ. 遺品の中からいただいた書籍を本稿で引用した.
2. Acknowledgment for Dr. Serge Franchoo for his informing to me of ref.[32] after Nagasaki meeting of the Pugwash Conference, 2015.
3. 福岡核問題研究会 (<http://jsafukuoka.web.fc2.com/Nukes/index.html>) における議論に感謝する.

附録

A 核分裂連鎖反応の臨界量とその密度への依存性

簡単のため, 核分裂性物質は半径 R の球状であると仮定する. 図??のように, 中性子発生の割合 P_{emit} は系としての核分裂性物質の体積 $V(= 4\pi R^3/3)$ 比例する, すなわち, 比例係数を a とすると, $P_{emit} = aV$ と書ける. 他方, 中性子の系外への漏洩の割合 P_{escape} は核分裂性物質の表面積 $S(= \pi R^2)$ に比例する. すなわち, 比例係数を b とすると, $P_{escape} = bS$ と書ける. 臨界状態では, 中性子発生の割合と漏洩の割合が等しくなるので, $P_{emit} = P_{escape}$ であり, $R = 3b/(4\pi a)$ となる. この値より大きい半径の場合には $P_{emit} > P_{escape}$ となるが, 逆に, この値より小さい半径の場合には $P_{emit} < P_{escape}$ となる. 従って, 核分裂連鎖反応が持続するため 臨界半径を核分裂連鎖反応の臨界量が核分裂性物質の数密度 (単位体積中の個数) n (または密度 ρ) と反応断面積 σ にどのように依存するかに注目して, 核分裂性物質を半径 R の球であるとして, 以下のように単純化して考察することにする. 核分裂連鎖反応のある世代における中性子の実効増倍率を k_{eff} とする, すなわち, まだ核分裂していない原子核に中性子が 1 個入射すれば, k_{eff} 個の中性子が放出されるとする. ここで

$$k_{eff} = \frac{\sigma_s + \sigma_f \cdot \nu}{\sigma_{total}} - \ell \quad (A.6)$$

と表される. ここで, $\sigma_{total} \equiv \sigma_s + \sigma_a$, $\sigma_s \equiv \sigma_{el} + \sigma_{inel}$, $\sigma_a \equiv \sigma_f + \sigma_c$ であり, ℓ は体系外へ漏洩する中性子の平均個数である. 簡単のため, 今は $\ell = 0$ とする.

各 σ は核反応のミクロ断面積で, 添え字の $total$ は全反応, s は散乱, el は弾性散乱, $inel$ は非弾性散乱, f は核分裂, c は中性子捕獲を意味する. ν は核分裂あたりに放出される中性子の平均個数である.

(a) 連鎖反応の 1 世代ごとに新たに発生する中性子の個数を k_{eff} を用いて表せ.

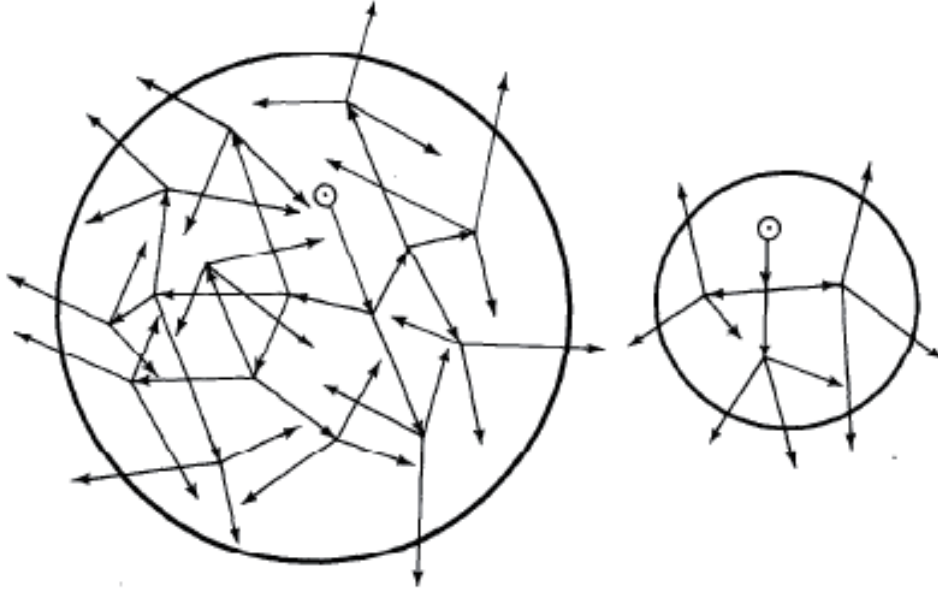


図 8: 漏洩により失われる中性子の割合を減少させる上で核分裂性物質増加の効果. 出典: [16] の Fig.1.48, p.14. 中心点のある丸で最初の核分裂が始まり, 1 回の核分裂で 3 個の中性子が放出されると想定した連鎖反応の図. 大きな円の内側 (核分裂性物質) の矢印は引き続き核分裂を起こし, 新たに 3 個の中性子を発生させるが, 円の外に出た矢印は中性子の損失を意味する.

- (b) 連鎖反応が続くためには, 新たに発生した中性子が系の外に飛び出す前に少なくとも 1 回以上は核分裂する必要がある. このとき, それぞれの中性子は何回の核分裂を起こさなければならないか.
- (c) 散乱と核分裂からなる輸送過程に対するミクロ断面積 $\sigma_{tra} \equiv \sigma_s + \sigma_f$ として, 中性子の平均自由行程を λ_{tra} とすると, 中性子が距離 R を走行する間には, 平均して何回の核分裂が起こるか.
- (d) 核分裂性原子核の数密度 n と輸送過程のミクロ断面積 σ_{tra} として, λ_{tra} を n, σ_{tra} で表せ.
- (e) 以上より, R の最小値が臨界半径 R_{cri} であると解釈すれば臨界半径 R_{cri} が満たすべき関係式を記せ.
- (f) 今考察している核分裂性の原子核の質量を m , 密度を ρ , グラム原子量を M , アボガドロ数を N_A とすれば, この原子核の数密度 n はどのように表されるか.
- (g) 以上の結果を用いて, 臨界半径 R_{cri} を $M, N_A, k_{eff}, \rho, \sigma_{tra}$ で表せ.
- (h) 臨界質量 M_{cri} を $M, N_A, \eta, \rho, \sigma_{tra}$ で表し, その密度への依存性を述べよ.

- (i) ^{239}Pu の場合の定数値 $M = 235\text{g}$, $\rho = 19.8\text{g/cm}^3$, $N_A = 6 \times 10^{23}$, $\sigma_{el} = 3.665\text{ b}$, $\sigma_{inel} = 1.545\text{ b}$, $\sigma_f = 1.734\text{ b}$, $\sigma_c = 0.026\text{ b}$, $\nu = 3.17$ を代入して, k_{eff} , R_{cri} , M_{cri} のそれぞれを計算せよ. ただし, $1\text{ b} \equiv 10^{-24}\text{ cm}^2$.

(解答例)

- (a) 題意より, k_{eff} 個のうち, 1 個が吸収されるので, 新たに発生する中性子は $(k_{\text{eff}} - 1)$ 個.
- (b) 題意より, それぞれの中性子は $1/(k_{\text{eff}} - 1)$ 回の核分裂を起こさなければならない.

- (c) 平均自由行程の定義より, R/λ_{tran} 回の核分裂が起こる.

- (d) $\lambda_{\text{tran}} = 1/(n\sigma_{\text{tran}})$ と表される.

- (e) 題意より

$$\frac{R_{\text{cri}}}{\lambda_{\text{tran}}} = \frac{1}{k_{\text{eff}} - 1} \rightarrow R_{\text{cri}} = \frac{1}{n\sigma_{\text{tran}}(k_{\text{eff}} - 1)}. \quad (\text{A.7})$$

- (f) この中の原子核の個数 $N = (m/M) \times N_A$ であるから

$$n = \frac{\rho}{M} N_A. \quad (\text{A.8})$$

- (g) 題意より

$$R_{\text{cri}} = \frac{M}{N_A \cdot \sigma_{\text{tra}}(k_{\text{eff}} - 1)\rho}. \quad (\text{A.9})$$

- (h) 題意より

$$M_{\text{cri}} = \frac{4\pi[R_{\text{cri}}]^3}{3}\rho \quad (\text{A.10})$$

$$\rightarrow M_{\text{cri}} = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{M}{N_A}\right)^3 \frac{1}{[\sigma_{\text{tra}}]^3(k_{\text{eff}} - 1)^3\rho^2} \quad (\text{A.11})$$

と表される. この結果より, 臨界質量は核分裂性物質の密度 ρ の 2 乗に反比例することが分かる.

- (i) 題意より, 実効増倍率は

$$\begin{aligned} k_{\text{eff}} &= \frac{5.210 + 1.734 \times 3.17}{5.210 + 1.760} \\ &= 1.49. \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

同様に，臨界半径は $\sigma_{tra} = 6.970 \text{ b}$ だから

$$\begin{aligned} R_{cri} &= \frac{235 \text{ g}}{(6 \times 10^{23}) \times (6.970 \times 10^{-24} \text{ cm}^2) \times (1.49 - 1) \times 19.8 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}} \\ &= \left(\frac{235}{6 \times 6.97 \times 0.49 \times 19.8} \right) \times 10^{-23+24} \text{ cm} \\ &\approx 5.80 \text{ cm} \end{aligned} \tag{A.13}$$

となる．同様に，臨界質量は

$$\begin{aligned} M_{cri} &= \frac{4 \times 3.14}{3} (5.80 \text{ cm})^3 \times 19.8 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3} \\ &\approx 16.17 \text{ kg} \end{aligned} \tag{A.14}$$

となる．この結果は多くの文献情報で知られている長崎原爆で使用された量，約 6.2 kg の約 2.6 倍である．しかし，この結果に爆縮による密度増大の効果を考慮すれば，例えば，密度が 1.5 倍になったとすれば， $M'_{cri} = M_{cri}/(1.5)^2 \approx 7.19 \text{ kg}$ となる．さらに本例題においてはタンパーの効果を無視しているので，得られた結果は一定程度は妥当であると筆者は考える．

備考：

1. この例題は，ヤ・ベ・ゼリドーヴィチ (Ya. B. Zeldovich) 「科学者技術者のための数学入門」(岩波書店，1961 年) の第 IV 部 (p.214) 「臨界質量の大きさ」をもとに作成した．フリー百科事典『ウィキペディア (Wikipedia)』のヤーコフ・ゼルドビッチによれば，「1930 年代後半から燃焼の分野を研究し，ユーリ・ハリトン (Yulii Borisovich Khariton) とともに，核 [分裂] 連鎖反応の理論の分野で重要な結果を得た．1960 代までイーゴリ・クルチャトフらとソビエトの核兵器開発のために働いた．」とされている．また，フリー百科事典『ウィキペディア (Wikipedia)』の ZND 理論によれば，ZND 理論 (Zeldovich von Neumann Doering detonation model) とは，1940 年代にジョン・フォン・ノイマンによって考え出された火薬の爆轟現象を予測する理論である．同年代にソビエトのヤーコフ・ゼルドビッチも同様の理論を考え出し、ソビエトの核兵器開発に役立てたとされている．Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Dover Publications, 2012 などの著書がある．
2. 筆者の共著論文 [18] の該当式の導出において，実効増倍率の主な因子として，熱中性子による核分裂連鎖反応を想定する原子炉理論において使用される $\eta \equiv \sigma_f \nu / (\sigma_f + \sigma_c)$ を用いていたことは不適であった．その主な理由は，熱中性子のエネルギー領域では主な核反応は核分裂と中性子捕獲であるが，高速中性子のエネルギー領域では散乱が主で，ついで核分裂，そして中性子捕獲の順である．

3. 式 A.11 の右辺における因子 $(k_{eff} - 1)^3$ は附録 G の式 G.65 の因子 $(k_f - 1)^3$ と整合的であると思われる。
4. 文献 [20, 21] の臨界量評価においても，細部は異なるが，臨界半径が [数] 密度に反比例するという特徴は同じである。
5. 文献 [22] の p.174, p.180 に与えられている臨界半径が [数] 密度に反比例するという特徴は同じである。しかし，「臨界質量が密度の 3 乗に反比例する」という主張は正しくないと思われる。なぜならば，体積を質量に関係づける際，密度を掛ける必要があるからである。

B 核分裂連鎖反応のエネルギーの大部分は最後の数世代で発生

高速中性子による核分裂連鎖反応 (連鎖反応と略記) で解放されるエネルギーは発生する中性子数に比例すると考えてよいとして，以下の問いに順次答えよ。

1. 連鎖反応中のある時刻 t の中性子の数を $N(t)$ とし，1 回の核分裂で発生する平均の中性子数を f ，系外に漏洩する平均の中性子数を ℓ とすると，連鎖反応の 1 世代あたりの中性子数の増加は $N(t) \cdot (f - \ell - 1)$ である。ここで，連鎖反応の 1 世代時間を t_g とし， $(f - \ell - 1) \equiv x$ とおき，簡単のため， f, ℓ, t_g は時間的に一定と仮定する。この場合の微分方程式を書き，初めの中性子個数を N_0 とし，一般解を求めよ。
2. 100% 濃縮ウラン 1kg 中の ^{235}U 核の個数を計算せよ。ただし， ^{235}U のグラム原子量を 235 g，アボガドロ数を $6 \times 10^{23}/\text{mol}$ とする。
3. $N(t)$ は連鎖反応の世代数 ($t/t_g \equiv n_g$) の関数と見なすこともできる。ここで，関数形を $N(t) \equiv \tilde{N}(t_g)$ と置き換える。ここで， $f = 2.5$ ， $\ell = 0.5$ ， $N_0 = 1$ と仮定して， $n_g = 10, 20, 30, 40, 50, 56$ の場合，それぞれ発生する中性子数が 100% 濃縮ウラン 1kg 中の ^{235}U 核の個数の何 % に当たるか計算し，この結果の物理的な意味を述べよ。(0.057 kg の核分裂性物質がすべて核分裂をすると，1 キロトン (1,000 トン TNT 火薬相当) の爆発力が発生するとされている。)

(解答例)

1. 題意より

$$\frac{dN(t)}{dt} \approx \frac{N(t)x}{t_g}$$

$$\begin{aligned}
&\rightarrow \frac{dN(t)}{N(t)} = \frac{x}{t_g} dt \\
&\rightarrow \log_e N(t) = \frac{x}{t_g} t + \text{constant} \\
&\rightarrow N(t) = N_0 e^{(xt/t_g)}. \tag{B.15}
\end{aligned}$$

2. 題意より

$$\frac{1\text{kg}}{235\text{g}} \times (6 \times 10^{23}) \text{nuclei} \approx 2.56 \times 10^{24} \text{ nuclei} \tag{B.16}$$

3. 題意より, $N(t) = \tilde{N}(n_g) = N_0 e^{(xn_g)}$ であるから

$$\tilde{N}(10) = e^{10} \approx 2.2 \times 10^4 \rightarrow \frac{2.2 \times 10^4}{2.56 \times 10^{24}} \times 100 \approx 0 \%, \tag{B.17}$$

$$\tilde{N}(20) = e^{20} \approx 0.49 \times 10^9 \rightarrow \approx 0 \%, \tag{B.18}$$

$$\tilde{N}(30) = e^{30} \approx 1.07 \times 10^{13} \rightarrow \tag{B.19}$$

$$\tilde{N}(40) = e^{40} \approx 2.35 \times 10^{17} \rightarrow \approx 0 \%, \tag{B.20}$$

$$\tilde{N}(50) = e^{50} \approx 0.52 \times 10^{22} \rightarrow \frac{0.52 \times 10^{22}}{2.56 \times 10^{24}} \times 100 \approx 0.2 \%, \tag{B.21}$$

$$\tilde{N}(56) = e^{56} \approx 2.08 \times 10^{24} \rightarrow \frac{2.08 \times 10^{24}}{2.56 \times 10^{24}} \times 100 \approx 81\%. \tag{B.22}$$

このように、爆発エネルギーの 99.9 % 以上は最後の数世代によりもたらされることがわかる。すなわち、通俗的な理解 (= 実は誤解) と対照的に、核分裂性物質の超臨界状態維持のために、初めは微小な領域で始まる連鎖反応のエネルギーによる膨張に勝る継続的な圧縮が必要不可欠であるなど、核兵器こそ極めて高い精度の制御が必要である。

4. 補足：

最後の約 20 世代だけが通常爆弾との差異をもたらす。この事情を理解するために、0.001 キロトン (1 トン TNT 火薬相当) のエネルギー解放に相当する連鎖反応の世代数 n_g は次のように推定できる。

1 キロトン相当の核分裂数は (1.45×10^{23}) と定義されているので、

$$\begin{aligned}
e^{n_g} &= (1.45 \times 10^{23}) \times 10^{-3} \\
&= 1.45 \times 10^{20} \\
&\rightarrow \log_e(e^{n_g}) = \log_e(1.45) + 20 \log_e(10) \\
&\rightarrow n_g \approx 46. \tag{B.23}
\end{aligned}$$

逆に言えば、制御が超高精度であれば、かなり高い爆発威力が得られるが、粗雑な装置であれば、核爆発装置としては不完全爆発 (事前爆発) で、極めてわずかの威力しか解放されない。

C 爆発的な核分裂連鎖反応における系の熱膨張

爆発的な核分裂連鎖反応における系の熱膨張について以下の問いに答えよ．1回の核分裂により発生するエネルギーを ε_f ，核分裂性物質の質量を M ，すでにある時点で，核分裂した部分の質量を ΔM ，アボガドロ数を N_A ，まだ核分裂していない質量 $(M - \Delta M)$ の残りの部分 (系) の膨張速度を計算する．この原子核のグラム原子量を M_a ，光速を c とする．

1. 質量 ΔM が全て核分裂した場合，発生するエネルギーの総量を $\varepsilon_f, \Delta M, M_a, N_A$ を用いて表せ．
2. 簡単のため，残りの部分 (系) の質量が2等分されて，同じ速さ v で互いに逆方向に運動すると仮定して，2つの部分系の運動エネルギーの和を $(M - \Delta M), v$ で表せ．
3. 前問までの結果を使って，すでに核分裂した部分により発生したエネルギーが全て残りの部分 (系) の運動エネルギーに転化すると仮定して，膨張速度 v を $c, \varepsilon_f, M, M_a, \Delta M, N_A$ で表す式を求めよ．
4. 前問の結果において， $\varepsilon_f = 180 \text{ MeV}$ ， $N_A = 6 \times 10^{23} / \text{mol}$ ， $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ ， $M_a = 239 \text{ g}$ ， $M = 6.3 \text{ kg}$ ，わずか1万分の1だけ核分裂連鎖反応を起こした，すなわち $\Delta M/M = 1/10,000$ とし，かつ簡単のため， $M - \Delta M \approx M$ と近似して， v の値を km/s 単位で求めよ．ここで， $1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$ ， $1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}$ を用いよ．

(解答例)

1. 質量 ΔM のモル数 (物質質量) は $\Delta M/M_a$ であるから，題意より

$$\varepsilon_f \times \left(\frac{\Delta M}{M_a} \right) \times N_A \quad (\text{C.24})$$

2. 題意より

$$2 \times \frac{1}{2} \left(\frac{M - \Delta M}{2} \right) v^2 \quad (\text{C.25})$$

3. 題意より，式 (C.24) と式 (C.25) を等しいと置き， v を求めると

$$\begin{aligned} \varepsilon_f \times \left(\frac{\Delta M}{M_a} \right) \times N_A &= 2 \times \frac{1}{2} \left(\frac{M - \Delta M}{2} \right) v^2 \\ \rightarrow v &= \sqrt{\frac{2\varepsilon_f \cdot \left(\frac{\Delta M}{M_a} \right) \cdot N_A}{M - \Delta M}} \end{aligned} \quad (\text{C.26})$$

となる．

4. 題意より

$$\begin{aligned}
 v &\approx \sqrt{2\varepsilon_f \cdot \left(\frac{\Delta M}{M}\right) \left(\frac{N_A}{M_a}\right)} \\
 &= \sqrt{2 \times (180 \times 10^6 \times 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}) \times 10^{-4} \left(\frac{6 \times 10^{23}}{0.239 \text{ kg}}\right)} \\
 &= \sqrt{\left(\frac{2 \times 180 \times 1.6 \times 6}{0.239}\right) \times 10^{6-19-4+23} \text{ J/kg}} \\
 &\rightarrow v \approx 120 \times 10^3 \text{ m/s} = 120 \text{ km/s.} \tag{C.27}
 \end{aligned}$$

備考：

このように、核分裂により発生したエネルギーによる熱膨張のために、重い金属などで系を押さえこむ装置（タンパーという）、核分裂性物質の外側から爆薬により中心部にむけて圧縮（爆縮, implosion）して抑えない限り、核分裂性物質系は未臨界になる。すなわち、残りの系は核分裂連鎖反応を続けられず、大きな爆発力は得られない。広島原爆の爆発効率は約 1.5%, 長崎原爆のそれは約 17% だったと推定されている。

参考：

1. 常温の空気中の音速 $\approx 0.34 \text{ km/s}$ である。
2. 核分裂性物質の未臨界状態から臨界、超臨界状態への集積方式について、広島原爆の砲弾方式の場合、実際的な集積速度は $1,000 \text{ m/s}$ 程度で、長崎原爆の爆縮方式の場合、その数百倍であると議論されている。 <http://nuclearweaponarchive.org/Nwfaq/Nfaq4-1.html> の p.37, p.39 参照のこと。

D Pu-240, Pu-238 の自発核分裂による中性子発生率

自発核分裂 (spontaneous fission) について以下の問いに答えよ。

1. 自発核分裂の崩壊定数 λ_{SF} とその半減期 $T_{\text{SF}} = 0.693/\lambda_{\text{SF}}$ として考えている原子核 1 個あたりの単位時間あたりの自発核分裂数を求めよ。
2. この原子核のグラム原子量を M_a , アボガドロ数を N_A として、質量 1 g あたりの自発核分裂率 R_{SF} と自発核分裂による中性子発生率 dn_{SF}/dt を求めよ。
3. ^{240}Pu の場合, $\bar{\nu}_{\text{SF}} = 2.2 \text{ n/fission}$, $T_{\text{SF}} = 1.14 \times 10^{11} \text{ y}$, $M_a = 240 \text{ g}$ として, さらに $N_A = 6.02 \times 10^{23}$ として, R_{SF} , dn_{SF}/dt を計算せよ。
4. ^{238}Pu の場合, $\bar{\nu}_{\text{SF}} = 2.3 \text{ n/fission}$, $T_{\text{SF}} = 4.75 \times 10^{10} \text{ y}$, $M_a = 238 \text{ g}$ として, さらに $N_A = 6.02 \times 10^{23}$ として, R_{SF} , dn_{SF}/dt を計算せよ。

(解答例)

1. 任意の時刻 t における原子核の個数を $N(t)$ とすると放射性崩壊の法則により

$$\begin{aligned}\frac{dN}{dt} &= -\lambda_{\text{SF}} N \\ &= -\frac{0.693}{T_{\text{SF}}} N; \quad (\lambda_{\text{SF}} = \ln 2 / T_{\text{SF}} = 0.692 / T_{\text{SF}})\end{aligned}$$

を得る．原子核 1 個あたりについては以下のようなになる．

$$\left| \frac{1}{N} \frac{dN}{dt} \right| = \frac{0.693}{T_{\text{SF}}}. \quad (\text{D.28})$$

2. 題意より

$$\begin{aligned}R_{\text{SF}} &\equiv \frac{\frac{0.693}{T_{\text{SF}}} \times \left(\frac{1}{M_a} \times N_A \right)}{1 \text{ g}} \\ \rightarrow R_{\text{SF}} &= \frac{0.693}{T_{\text{SF}}} \times \left(\frac{1}{M_a} \times N_A \right)\end{aligned} \quad (\text{D.29})$$

さらに

$$\begin{aligned}\frac{dn_{\text{SF}}}{dt} &= \bar{\nu}_{\text{SF}} \times R_{\text{SF}} \\ &= \bar{\nu}_{\text{SF}} \times \frac{0.693}{T_{\text{SF}}} \times \frac{1}{M_a} \times N_A\end{aligned} \quad (\text{D.30})$$

3. 題意より

$$\begin{aligned}R_{\text{SF}} &= \frac{0.693}{1.14 \times 10^{11} \text{ y}} \times \left(\frac{1}{240 \text{ g}} \right) \times 6.02 \times 10^{23} \\ \rightarrow R_{\text{SF}} &= 482 \frac{\text{fission}}{\text{g} \cdot \text{s}}; \quad (1 \text{ y} = 3.15 \times 10^7 \text{ s}) \\ \frac{dn_{\text{SF}}}{dt} &= \bar{\nu}_{\text{SF}} \times R_{\text{SF}} \\ &= \bar{\nu}_{\text{SF}} \times \frac{0.693}{T_{\text{SF}}} \times \frac{m}{M_A} \times N_a \\ &= 2.2 \times 484 \frac{\text{n}}{\text{g} \cdot \text{s}} \\ \rightarrow \frac{dn_{\text{SF}}}{dt} &= 1064 \frac{\text{n}}{\text{g} \cdot \text{s}}.\end{aligned} \quad (\text{D.31})$$

4. 前問までと同様にして ^{238}Pu の場合は以下の結果が得られる：

$$R_{\text{SF}} = 1170 \frac{\text{fission}}{\text{g} \cdot \text{s}}, \quad (\text{D.32})$$

$$\frac{dn_{\text{SF}}}{dt} = 2691 \frac{\text{n}}{\text{g} \cdot \text{s}}. \quad (\text{D.33})$$

E Pu239, Pu238 の崩壊熱

原子核 ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ は、核分裂性の核として知られているが、 α 粒子も放出する。この α 粒子の運動エネルギー E_α は $E_\alpha = 5.2 \text{ MeV}$ であり、原子核 ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ の α 崩壊の半減期 T は $T = 24000 \text{ y}$ である。1 年間に 1 kg の ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ の α 崩壊によって発生する熱エネルギーを以下の手順に従い、J 単位で計算せよ。ただし、簡単のため、関連する運動エネルギーはすべて熱エネルギーに転化し、この α 崩壊の後に起こる放射性崩壊の影響は無視する。また、アボガドロ数 $N_A = 6 \times 10^{23}/\text{mol}$, $1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \times 10^6 \text{ J}$, $\ln 2 = 0.693$ を用いよ。

- 1 回の α 崩壊により発生する全運動エネルギー (=崩壊熱) K を計算せよ。
- 1 kg の Pu 中の ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ 核の個数 N_0 を計算せよ。
- 1 年間に崩壊する ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ 核の個数 ΔN を計算せよ。
- 1 年間に 1 kg の ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ の α 崩壊によって発生する熱エネルギー E を計算せよ。
- ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ の 1 kg の 1 年間の崩壊熱による熱出力 (単位は W/kg) を求めよ。
- 同様に、 ${}_{94}^{238}\text{Pu}$ の α 粒子の運動エネルギー E_α は $E_\alpha = 5.5 \text{ MeV}$, α 崩壊の半減期 T は $T = 88 \text{ y}$ である。 ${}_{94}^{238}\text{Pu}$ の 1 kg の 1 年間の崩壊熱による熱出力 (単位は W/kg) を求めよ。

[解答例]

- この α 崩壊により生じる娘核 ${}_{92}^{235}\text{U}$ の質量を M , 速度を V , α 粒子のそれらをそれぞれ m_α, v_α とする。全運動エネルギー (=崩壊熱) K は次のように表される。

$$K = \frac{1}{2}m_\alpha v_\alpha^2 + \frac{1}{2}MV^2. \quad (\text{E.34})$$

元の原子核 ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ は静止していたと考えると、運動量保存則が成立する。 α 粒子と娘核 U が直線上を逆向きに運動すると考えて一般性を失わないので

$$0 = m_\alpha v_\alpha + M \cdot (-V) \quad (\text{E.35})$$

が成り立つ。式 (E.35) より、 $V = m_\alpha v_\alpha / M$ を式 (E.34) に代入すると

$$K = \frac{1}{2}m_\alpha v_\alpha^2 + \frac{m_\alpha}{M} \frac{1}{2}m_\alpha v_\alpha^2 = \left(1 + \frac{m}{M}\right) E_\alpha \quad (\text{E.36})$$

となる。題意より $E_\alpha = 5.2 \text{ MeV}$, $m_\alpha/M \approx 4/235 = 0.017$ であるから

$$K = 1.017 \times (5.2 \times 10^6 \times 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}) = 8.46 \times 10^{-13} \text{ J} \quad (\text{E.37})$$

となる。(備考：この値だけでは極めて小さく無視できるように見える！)

(b) 題意より, $^{239}_{94}\text{Pu}$ のグラム原子量が約 239 g であるから, N_0 は

$$N_0 \approx \frac{1 \text{ kg}}{239 \text{ g}} \times N_A = 2.51 \times 10^{24}. \quad (\text{E.38})$$

(c) $^{239}_{94}\text{Pu}$ 核の初めの個数を N_0 , 崩壊定数を λ とすると, 時刻 t における個数 $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$ となるので

$$\begin{aligned} \Delta N &\equiv N_0 - N(t) = N_0(1 - e^{-\lambda t}) \approx N_0 \lambda t = N_0 \frac{\ln 2 \cdot t}{T} \\ &= 2.51 \times 10^{24} \times 0.693 \times \frac{1 \text{ y}}{24000 \text{ y}} = 0.725 \times 10^{20}. \end{aligned} \quad (\text{E.39})$$

ここで, $\lambda t \ll 1$ であり, 近似公式 $e^x \approx 1 + x$ ($|x| \ll 1$ の場合) を用いた.

(d) 以上の結果より, 全熱エネルギー E は次のようになる.

$$\begin{aligned} E &\equiv \Delta N \times K = (0.725 \times 10^{20}) \times 8.46 \times 10^{-13} \text{ J} \\ &= 6.13 \times 10^7 \text{ J} \end{aligned} \quad (\text{E.40})$$

(e) 題意より, $1 \text{ y} = 365 \times 24 \times 60 \times 60 \text{ s} = 3.15 \times 10^7 \text{ s}$ であるから, $^{239}_{94}\text{Pu}$ の熱出力 P は

$$\begin{aligned} P &= \frac{E}{t} = \frac{6.13 \times 10^7 \text{ J}}{3.15 \times 10^7 \text{ s}} \\ &\rightarrow P = 1.95 \text{ W}. \end{aligned} \quad (\text{E.41})$$

(f) $^{238}_{94}\text{Pu}$ の α 崩壊による運動エネルギーを K_{238} , 1 kg の Pu 中の $^{238}_{94}\text{Pu}$ 核の個数を $N_{0,238}$, 崩壊個数を ΔN_{238} , 崩壊熱を E_{238} , 熱出力を P_{238} とすると

$$\begin{aligned} K_{238} &= \left(1 + \frac{4}{238}\right) \times 5.5 \text{ MeV} \\ &= 5.60 \text{ MeV}, \\ N_{0,238} &= 2.52 \times 10^{24}, \\ \Delta N_{238} &= 1.98 \times 10^{22}, \\ E_{238} &= 1.77 \times 10^{10}, \\ &\rightarrow P_{238} = 540 \text{ W}. \end{aligned} \quad (\text{E.42})$$

(備考: 質量数が 1 だけしか異ならないのに, 崩壊熱による熱出力が約 250 倍も異なるのは驚きである. $^{238}_{94}\text{Pu}$ は, 原子力電池の材料の一つでもあり, 原子炉級プルトニウムが核兵器に使えるかどうかの論争において, 最も高い発熱源として知られている. 例えば, 原子燃料政策研究会「原子炉級プルトニウムと兵器級プルトニウム調査報告書」2001 年 5 月. <http://www.cnfc.or.jp/j/proposal/reports/> を参照のこと.)

F 中性子の平均走行時間または世代時間

1. 中性子の運動エネルギー K を光速 $c(\approx 3.0 \times 10^8 \text{ m/s})$ を用いて書き直すと

$$K = \frac{1}{2}mv_n^2 = \frac{1}{2}mc^2 \left(\frac{v_n}{c} \right)^2. \quad (\text{F.43})$$

ここで $K = 2 \text{ MeV}$, $mc^2 \approx 240 \text{ MeV}$ とすると, $v_n = 1.4 \times 10^9 \text{ cm/s}$ となる.

2. Pu-239 の密度 $\rho \approx 19 \text{ g/cm}^3$, 同グラム原子量 $M_a \approx 235 \text{ g}$, アボガドロ数 $N_A \approx 6 \times 10^{23} / \text{mol}$, 核分裂反応の断面積 $\sigma_f \approx 2 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$ とすると, Pu-239 の数密度 (単位体積当たりの個数) n と核分裂反応に対する平均自由行程 λ_f は次のようになる:

$$\begin{aligned} n &= \left(\frac{\rho}{M_a} \right) N_A \\ &\approx 0.5 \times 10^{23} / \text{cm}^3 \\ \lambda_f &= \frac{1}{n\sigma_f} \\ &\approx 10 \text{ cm}. \end{aligned} \quad (\text{F.44})$$

3. 従って, 中性子の平均走行時間 (世代時間) τ は $\tau = \lambda_f / v_n \approx 10^{-8} \text{ s}$ となる.

G Mark らの論文 [27] の附録の解説とコメント

Mark らの論文 [27] の附録の解析の有効性と限界について議論する. Mark のモデルにおいては, 中性子増倍率²³ k の値が²⁴, 時刻 $t = 0$ の時の値 0 から最高の超臨界状態の時刻 $t = t_0$ まで, 時間について線形的に成長すると仮定する.

$$(k - 1) = \frac{t}{t_0} \rightarrow k = \left(\frac{1}{t_0} \right) t + 1. \quad (\text{G.45})$$

ここで, 中性子増倍率 k は

$$k \equiv \frac{\text{ある世代の中性子数}}{\text{一つ前の世代の中性子数}} \quad (\text{G.46})$$

と定義され, $k < 1$ の状態を臨界未満²⁴, $k = 1$ の状態を臨界²⁵, $k > 1$ の状態を臨界超過²⁶という. ここで, 世代とは核分裂連鎖反応において生成される中性子の

²³neutron multiplication rate

²⁴subcritical condition

²⁵critical condition

²⁶supercritical condition

世代の意味である．ある時刻 t における中性子数を $N(t)$ として， τ を連鎖反応の中性子世代の平均寿命（平均走行時間）とすると， k の定義より

$$\begin{aligned} N(t + \tau) &= kN(t) \\ \rightarrow N(t) + \frac{dN}{dt}\tau &\approx kN(t) \\ \rightarrow \frac{dN}{dt} &= \alpha N \end{aligned} \quad (\text{G.47})$$

となる．ここで， α は中性子による核分裂連鎖反応に対する指数関数の時間定数またはロッシの α 係数²⁷と呼ばれ

$$\begin{aligned} \alpha(t) &\equiv \frac{(k - 1)}{\tau} \\ &= \frac{t}{(t_0\tau)}, \end{aligned} \quad (\text{G.48})$$

と定義される．

ここで，中性子増倍率 k の具体的な表現について説明する．ひとつの原子核反応の起こりやすさの度合い（確率）を表す基本的な物理量として，反応の断面積²⁸がある．これはその核反応に対して考えている原子核が提供する実効的な面積に相当する．反応の断面積は，通常の意味の断面積，すなわち幾何学的断面積とは一般には異なるが，反応の断面積の定義を数式で表現すれば，面積の次元をもつことからそのように呼ばれる．その単位はバーン²⁹と呼ばれ，b と略記され， $1 \text{ b} \equiv 10^{-24} \text{ cm}^2$ である．

基本的な考え方は，中性子が原子核と相互作用するとき、2つのステップで構成されると考えることができる，ということである．

1. 中性子が衝突または入射によって，原子核に「吸収」される．
2. その後，中性子が全く放出されないか，または2.0個以上中性子が放出される．

相互作用が通常中性子捕獲，中性子が捕獲されて励起した原子核からガンマ線が放出される場合，衝突によって中性子は放出されない．相互作用が散乱の場合，1つの中性子が放出される．散乱には弾性散乱と非弾性散乱がある．相互作用が核分裂である場合，核分裂ごとに生成される中性子の平均数が放出される．（この平均数は多くの場合， ν で指定される．これらの可能な事象を組み合わせることにより，1回の衝突ごとに生成される中性子の平均数（2次数³⁰とも呼ばれる），

²⁷Rossi's α

²⁸cross section, microscopic cross section.

²⁹barn

³⁰secondaries

すなわち，中性子増倍率が得られる．核爆発における核分裂連鎖反応の場合，記号 c で指定されることがある．

従って，中性子増倍率 k は具体的には

$$k = \frac{\sigma_s + \sigma_f \cdot \nu}{\sigma_{total}} - \ell, \quad (G.49)$$

$$\text{ここで} \quad (G.50)$$

$$\sigma_{total} \equiv \sigma_s + \sigma_a, \quad (G.51)$$

$$\sigma_s \equiv \sigma_{el} + \sigma_{inel}, \quad (G.52)$$

$$\sigma_a \equiv \sigma_f + \sigma_c \quad (G.53)$$

と与えられる [23]．各 σ は核反応のミクロ断面積で，添え字の *total* 全反応断面積 (total cross section), *s* は散乱 (scattering), *el* は弾性散乱 (elastic scattering), *inel* は非弾性散乱 (inelastic scattering), *f* は核分裂 (fission), *c* は中性子捕獲 (neutron capture), ν は核分裂あたりに放出される中性子の平均個数である． ℓ は体系外へ漏洩する中性子の平均個数である．

参考「熱中性子による核分裂連鎖反応を議論する原子炉物理学または原子炉工学においては， $\sigma_f, \sigma_c \gg \sigma_s$ が成り立つ．そのため，増倍率に主に寄与するのは次式で定義される

$$\eta \equiv \left(\frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_c} \right) \nu \quad (G.54)$$

である．この η 以外の要因，1 MeV 以上のエネルギーをもつ高速中性子による U-238 の核分裂からの寄与を意味する高速核分裂係数³¹ ϵ ，減速過程の途中でエネルギーが約 100 eV から数 eV の間において，中性子が U-238 による共鳴吸収を逃れる確率³² p ，熱中性子に減速された後，冷却材や構造材に吸収されずに，U-235 や Pu-239 などの核分裂性物質に吸収される中性子の割合を熱中性子利用率³³ f を考慮して，次式で定義される無限大原子炉における 1 世代の中性子の増加の割合を示す

$$k_\infty \equiv \eta \epsilon p f \quad (G.55)$$

を無限増倍率³⁴という．実際の原子炉は必ず有限の大きさしか持たず，炉外への中性子の漏れを考慮しなければならない．中性子が炉外に漏れないですむ割合を L すれば

$$k_{eff} \equiv k_\infty L \quad (G.56)$$

$$= (\eta \epsilon p f) L \quad (G.57)$$

³¹fast fission factor

³²resonance escape probability

³³thermal utilization factor

³⁴infinite multiplication rate

で定義される k_{eff} という新しい考えを導入し、これを実効増倍率³⁵という。」

α の値を決める実験の重要性とその経過についての記述がマンハッタン計画にも参加した物理学者、ロッシ³⁶の自伝 [44] にある。さらに、2011 年に機密解除された資料 [45] にもロッシの見解と整合的な、以下の記述がある：

(熱核融合兵器の) 一次系のエネルギー出力で最も重要なのは、核分裂による中性子の生成率である。これは、多くの場合、中性子生成数 $N(t)$ の時間に関する対数微分で次の式で与えられる。

$$\frac{dN}{dt} = \alpha N. \quad (G.58)$$

アルファ曲線の活性³⁷は主要な性能の鍵となる指標である。

原子炉理論における類似の議論は即発中性子による臨界方程式において現れ、 α の逆数が時間の次元をもつ、原子炉のペリオド³⁸に対応する。

また、 α は一般に時間に依存するが、短い期間を考えれば近似的に一定と見なせる場合がある。その場合、微分方程式 (G.47) を時間について積分して、初期条件を与えれば、特殊解は

$$\begin{aligned} \frac{1}{N} dN &= \alpha dt \rightarrow \int \frac{1}{N} dN = \alpha \int dt \rightarrow \ln N = \alpha t + C, (C : \text{constant}) \\ \rightarrow N(t) &= N_0 e^{\alpha t}, (N_0 \equiv N(0)). \end{aligned} \quad (G.59)$$

となる。中性子数が 2 倍に増加する時間を T とすれば

$$\begin{aligned} N(t+T) &= 2N(t) \rightarrow e^{\alpha T} = 2 \\ \rightarrow T &= \frac{\ln 2}{\alpha} \approx \frac{0.693}{\alpha}, \alpha \approx \frac{0.693}{T} \end{aligned} \quad (G.60)$$

と与えられる。

Mark のモデルにおいてなされた仮定の意味を理解するために、中性子増倍率とロッシの α 係数の時間変化を図 9 に示す。

過早爆発に対する Mark の規定は、最高の超臨界状態になるまでに近似的に ($\approx 3.5 \times 10^{19}$) 回の核分裂連鎖反応が起きるように、十分早い時刻 t_i に核分裂連鎖反応が始まること、すなわち

$$\begin{aligned} \int_{t_i}^{t_f} \alpha(t) dt &= \frac{1}{2} \left[\frac{1}{(t_0\tau)} \right] [(t_f)^2 - (t_i)^2] \\ &= 45 \end{aligned} \quad (G.61)$$

³⁵effective multiplication rate

³⁶Bruno Rossi(1905-1993), Wikipedia による。

³⁷activity

³⁸period

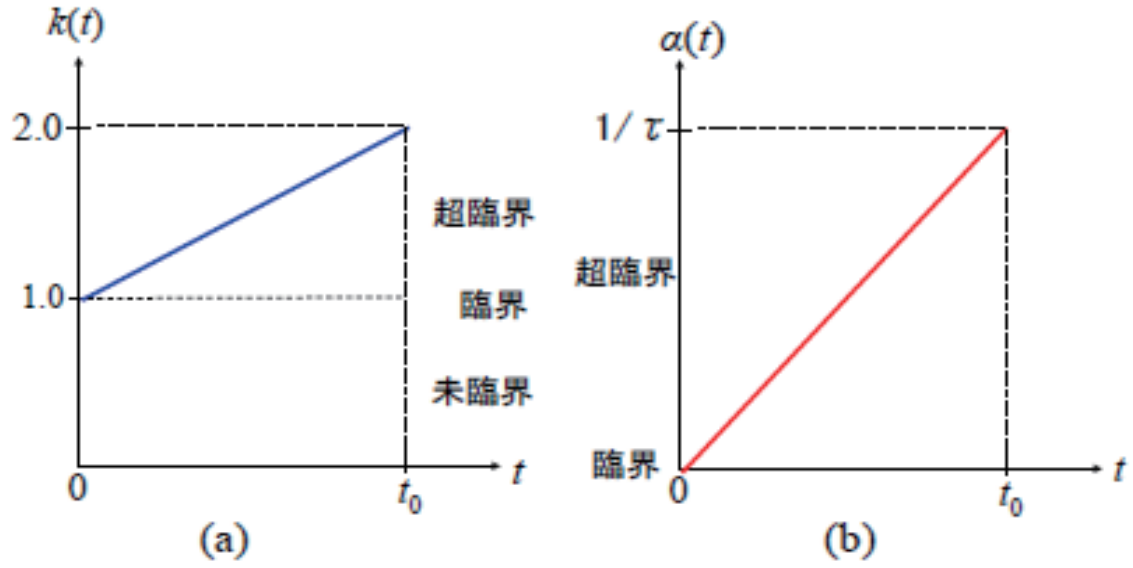


図 9: Mark のモデルにおける中性子増倍率とロッシの α 係数の時間変化.

であり, ここで核分裂連鎖反応の終わりの時刻 t_f は $t_f < t_0$ という条件を満たす. ここで, 45 という数値は連鎖反応の世代数が 45 という意味であり, 高性能爆薬 (TNT 火薬) の TNT の発生エネルギーに換算すると, 以下の計算式のように

$$\begin{aligned}
 e^{45} \times 200 \text{ MeV} &\approx 3.5 \times 10^{19} \times (200 \times 10^6 \times 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}) \\
 &= 1.12 \times 10^9 \text{ J}, \\
 1 \text{ TNT 換算トン} &\equiv 4.189 \times 10^9 \text{ J/TNT} \cdot \text{tone} \\
 \rightarrow \frac{1.12 \times 10^9 \text{ J}}{1 \text{ TNT 換算トン/TNT} \cdot \text{tone}} &= 0.267 \text{ TNT} \cdot \text{tone}
 \end{aligned}$$

となる, すなわち, 連鎖反応の世代数が 45 までの核分裂連鎖反応により発生するエネルギーは 267kg の TNT 火薬に相当する.

式 (G.61) を t_i について解くと

$$t_f = [(t_i)^2 + 90 t_0 \tau]^{1/2}. \quad (\text{G.62})$$

が得られる.

現実的と推定される連鎖反応系におけるロッシの α 係数の定性的な時間変化を図 10 に示す. 図 10 の出典 [46] は数回にわたり部分的に機密解除された文書で, 要所が白塗りで隠されている. α 係数の値はマイナス (臨界未満) からゼロ (臨界) になり, その後, 非常に短い時間幅の間だけ, 極めて大きい正值 (臨界超過) になり, 爆発後は急速に減少してゼロになり, 最後は負値になる. 従って, 縦軸の下部はそのままの値で, 上部は α 係数の対数値であると理解した方がよい. 各時刻にお

ける α 係数の具体的数値は，多分 2020 年現在も，高度な軍事機密であるかもしれない。

Mark の論文の t_0 が図中の集合時間³⁹に相当し， t_i が第 1 臨界⁴⁰の時刻に相当し， t_f は⁴¹の時刻と爆発の時刻の間の時刻に相当すると推定される．第 2 臨界とは爆発による系の膨張のために，密度が低下することによる臨界から未臨界へ転換する時刻と推定される．

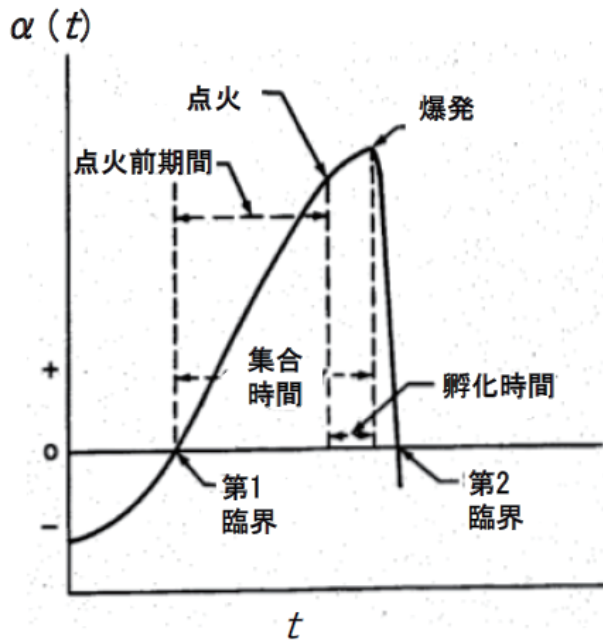


図 10: 現実的な連鎖反応系におけるロッシの α 係数の定性的な時間変化．縦軸： α の値，横軸：経過時間．出典：[46] の Fig.2.1. 図中の文字だけを引用者が日本語訳．

従って，次式のように，設計威力 Y_0 は時刻 t_f が t_0 と等しいか大きければ，実現されると記していることが理解できる．

$$Y = Y_0, \text{ when } t_i \geq \left(1 - \frac{90\tau}{t_0}\right)^{1/2} \equiv t_i^{\text{crit}}. \quad (\text{G.63})$$

Mark らの論文の値， $t_0 = 10^{-5} \text{ s}$ と $\tau = 10^{-8} \text{ s}$ は $t_i \geq 0.954 \times 10^{-5} \text{ s}$ に対応する．

これらの推論が大筋で正しければ，Mark のモデルにおけるロッシの α 係数の時間変化はより現実的な連鎖反応系の対応する， α の値がゼロから最大値まで

³⁹assembly time

⁴⁰first critical

⁴¹initiation

の曲線的変化の部分直線的変化に置き換えたと解釈でき、定量的にはともかく、定性的には妥当な近似であると理解できる。

定性的な理解から定量的な理解に深めるために、より現実的と思われる、超高温・超高圧の条件下の核分裂物質の状態方程式に基づく長崎原爆のシミュレーション結果 [47] を図 11 に示す。

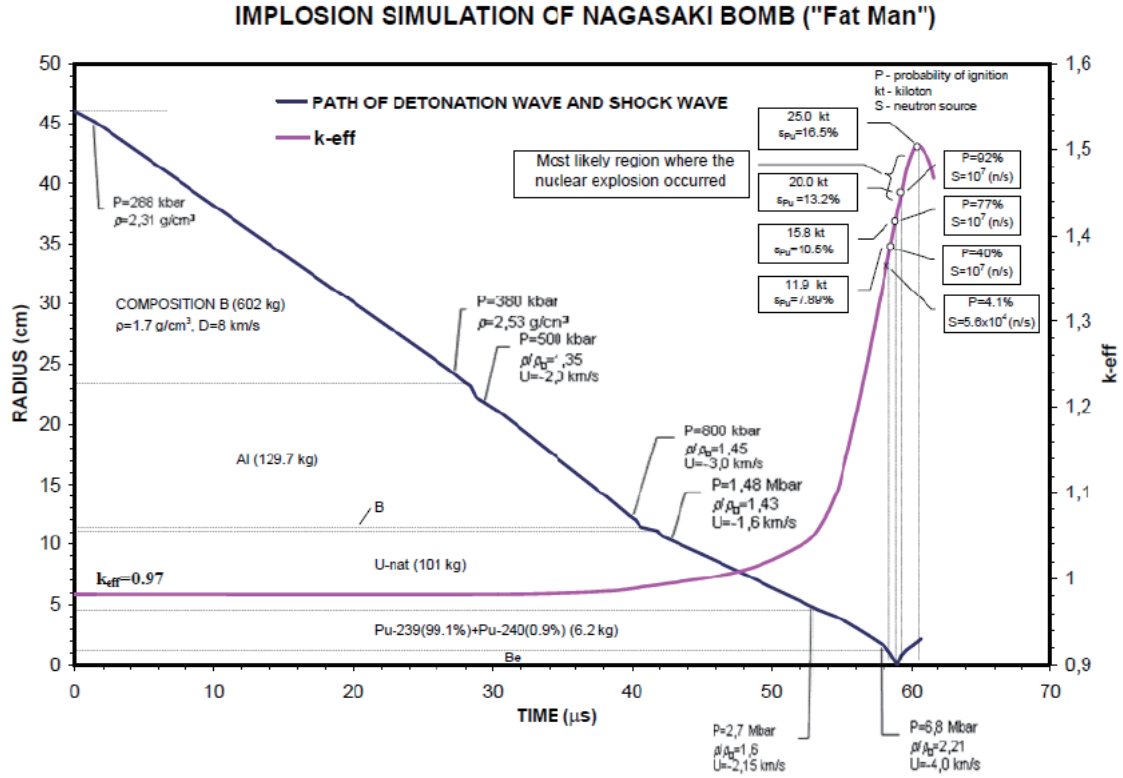


図 11: 長崎原爆における爆縮シミュレーション．縦軸右側（赤色曲線）は中性子の実効増倍率，横軸は爆縮の経過時間，単位は $\mu\text{s} = 10^{-6} \text{ s}$ ．出典:[47]

ここで、特徴的な結果の一つである、中性子の実効増倍率 k_{eff} の値とその時間的変化の物理的な意味について考察してみる．エネルギー $E_n = 1 \text{ MeV}$ の中性子に対する関連する核反応の断面積の値 [23]， $\sigma_{el} = 3.655 \text{ b}$ ， $\sigma_{inel} = 1.545 \text{ b}$ ， $\sigma_f = 1.734 \text{ b}$ ， $\sigma_c = 0.026 \text{ b}$ と核分裂あたりに放出される中性子の平均個数 $\nu = 3.17$ [48] を用いると，式 (G.49) の右辺第一項の値は

$$\frac{\sigma_s + \sigma_f \cdot \nu}{\sigma_{total}} \approx 1.49 \quad (\text{G.64})$$

となる．

また、図 11 において、 k_{eff} の値は 0.97 から約 1.50 まで変化している．さらに、式 (G.49) の右辺第一項の値は第一近似で時間的に変化しないはずである．従って、体

系外へ漏洩する中性子の平均的個数 ℓ が時間に依存している，すなわち $\ell = \ell(t)$ であるが，その値が爆縮直前の $\ell(0) \approx 0.5$ から爆縮最終段階において $\ell(6 \times 10^{-5} \text{ s}) \approx 0$ まで減少したと推定すると，図 11 の主な特徴は理解可能である．なぜならば，附録 A において議論したように体系外へ漏洩する中性子の平均個数 ℓ は核分裂性物質の表面積に比例するはずで，爆縮前には半径数センチメートルであった核分裂性物質が爆縮の最終段階では非常に狭い領域に圧縮されるため， ℓ の値が無視できるほど減少するのであろう．このように， ℓ の値が非常に小さくなることも爆縮方式の技術的利点の一つであると考えられる．

再び Mark らの論文の評価に戻ると，the Los Alamos Primer[17] において導出された，設計威力とそれより低下する威力を関係づける近似を採用している：

$$Y = [(k_f - 1)^3] Y_0 = \left(\frac{t_f}{t_0} \right)^3 Y_0, \quad t_f < t_0. \quad (\text{G.65})$$

ここで

$$\begin{aligned} k_f &\equiv k(t_f) \\ &= \frac{t_f}{t_0} + 1. \end{aligned} \quad (\text{G.66})$$

式.(G.62) より， t_f の最小値

$$(t_f)_{\min} = (90 t_0 \tau)^{1/2}. \quad (\text{G.67})$$

が得られる．

故に，式.(G.65) より， Y/Y_0 の最小値 が以下のように与えられる．

$$\left(\frac{Y}{Y_0} \right)_{\min} = \left(\frac{90 \tau}{t_0} \right)^{3/2}. \quad (\text{G.68})$$

$$\left(\frac{Y}{Y_0} \right)_{\min} = \begin{cases} 0.027 & \text{if } t_0 = 1.0 \times 10^{-5} \text{ s,} \\ 0.076 & \text{if } t_0 = 0.5 \times 10^{-5} \text{ s,} \\ 0.855 & \text{if } t_0 = 0.1 \times 10^{-5} \text{ s; (ただし, } \tau = 10^{-8} \text{ s は共通)} \end{cases} \quad (\text{G.69})$$

核弾頭におけるプルトニウムの自発核分裂は毎秒 N 個の割合で中性子を放出する (とする)．6kg の兵器級または原子炉級プルトニウムにおいて， N はそれぞれ近似的に $3 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ あるいは $20 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ である．また我々は以下に，Trinity 実験 (1945 年 7 月 15 日) の事前評価における低減される爆発威力に対する確率を Oppenheimer が手紙で Groves 将軍に伝えた $N = 0.5 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ (1% Pu-240) の場合を考察する．

中性子の一つが連鎖反応を開始する期待値は $(k - 1)$ である．故に，時刻 T に連鎖反応が始まってしまっている確率 P [17] は

$$P(t < T) = 1 - \exp[-NT(k - 1)_{\text{av}}]$$

$$= 1 - \exp \left[-\frac{1}{2} N T \left(\frac{T}{t_0} \right) \right], \quad (\text{G.70})$$

と与えられ, ここで, 我々は $(k-1)$ が時間とともに一次関数的に増加するという, このモデル解析の仮定 (G.62) を用いた.

$$\begin{aligned} (k-1)_{\text{av}} &= \frac{1}{2} (k-1) \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{T}{t_0} \right). \end{aligned} \quad (\text{G.71})$$

式 (G.63) と (G.70) より, 最大威力をもつ爆発の確率は

$$1 - P(t < t_i^{\text{crit}}) = \exp \left[-\frac{1}{2} N (t_0 - 90\tau) \right]. \quad (\text{G.72})$$

と与えられる.

$t_0 = 10^{-5}$ s and, $\tau = 10^{-8}$ s と, $N = 0.5 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$, $3.0 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$, $20 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ に対して, 最大威力が保障されるまで中性子連鎖反応が開始されないという確率はそれぞれ 79.7, 25.5 および 0.0112 % となる.

より早い時刻 t_i に連鎖反応が開始するという確率の時間微分は

$$\frac{dP}{dt_i} = N \left(\frac{t_i}{t_0} \right) \exp \left[-\frac{1}{2} N \left(\frac{t_i^2}{t_0} \right) \right]. \quad (\text{G.73})$$

となる.

減少された威力の確率密度 (dP/dY) は, 合成関数の微分の公式により

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dY} &= \left(\frac{dP}{dt_i} \right) \left(\frac{dt_i}{dY} \right) \\ &= \left(\frac{dP}{dt_i} \right) \left(\frac{dt_i}{dt_f} \right) \left[\frac{dt_f}{d(k_f - 1)} \right] \left[\frac{d(k_f - 1)}{dY} \right] \\ &= \left(\frac{dP}{dt_i} \right) \left(\frac{t_f}{t_i} \right) (t_0) \frac{1}{3} \left[\left(\frac{t_0}{t_f} \right)^2 \right] \frac{1}{Y_0} \\ &= \frac{1}{3} \left(\frac{1}{Y_0} \right) N \left(\frac{t_0^2}{t_f} \right) \exp \left[-\frac{1}{2} N t_0 \left(\frac{t_i}{t_0} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (\text{G.74})$$

となる. ここで量 x を次のように定義する.

$$x \equiv \frac{Y}{Y_0}. \quad (\text{G.75})$$

式 (G.62) を t_i に, そして式 (G.65) を t_f に代入

$$\frac{dP}{dx} = \left[\frac{1}{3} N t_0 \exp(45 N \tau) \right] x^{-1/3} \exp \left[-\frac{1}{2} N t_0 x^{2/3} \right] \quad (\text{G.76})$$

が得られる．最後に

$$x_{\min} = \left(\frac{90\tau}{t_0} \right)^{3/2} \quad (\text{G.77})$$

から x まで積分を実行すると

$$\begin{aligned} P\left(\frac{Y}{Y_0} < x\right) &= \int_{x_{\min}}^x \left(\frac{dP}{dx'} \right) dx' \\ &= 1 - \exp\left[-\frac{1}{2}Nt_0 x^{2/3} + 45N\tau\right]. \end{aligned} \quad (\text{G.78})$$

となる．

$x = x_{\max} = 1$ の時， $P(Y/Y_0 < 1)$ あるいは式 (G.72) と次式から計算される減少した威力をもつ過早爆発の同じ全確率を得る．

$$P\left(\frac{Y}{Y_0} < 1\right) = 1 - P(Y = Y_0). \quad (\text{G.79})$$

コメント：

1. Eq.(G.78) は，Kang et al[28] の Fig.3 の縦軸のように，commulative probability of predetonation(過早爆発をする累積的な確率) と表現すべきかもしれない．
2. Eq.(G.78) の別表現：

$$P\left(\frac{Y}{Y_0} < x\right) = 1 - \exp\left[-\frac{1}{2}Nt_0 (x^{2/3} - x_{\min}^{2/3})\right], \text{ for } x \geq x_{\min}. \quad (\text{G.80})$$

チェック： $P(Y/Y_0 < x = x_{\min}) = 0$ ．

H 原子パーセント (原子百分率)

2種の金属元素 A, B から構成される二元系合金 $A_{100-x}B_x$ を考える．ここで， x は元素 B の原子パーセント (原子百分率) の値である．元素 A の [グラム] 原子量 M_A ，想定している質量 (重量) を m_A ，同様に元素 B のそれらを M_B ，想定している質量 (重量) を m_B とすると，原子パーセント (原子百分率) の値 x は

$$x \equiv \left(\frac{\frac{m_B}{M_B}}{\frac{m_A}{M_A} + \frac{m_B}{M_B}} \right) \times 100 \quad (\text{H.81})$$

元素 B の質量 (重量) パーセント (質量 (重量) 百分率) の値を y は定義より

$$y = \left(\frac{xM_B}{(100 - x)M_A + xM_B} \right) \times 100 \quad (\text{H.82})$$

と与えられる．逆に， x は y により次のように表される．

$$x = \left(\frac{yM_A}{(100 - y)M_B + yM_A} \right) \times 100. \quad (\text{H.83})$$

I Am-241 からのガンマ線の遮蔽

Am-241 からのエネルギー 0.06 MeV のガンマ線を天然ウランで遮蔽したいとする．以下の問いに答えよ．

1. 強度 I_0 , 吸収係数 μ をもつ光子束（ガンマ線または X 線）の物質通過を考える．厚さ x における強度 $I(x)$ を I_0, μ, x で表す関係式を導け．
2. 密度 $\rho = 19.1\text{g/cm}^3$ の厚さ 0.5 cm の天然ウラン使用すれば，入射強度に比べて強度はどれくらい減弱されるか計算せよ．

ただし，0.06 MeV の γ 線に対して天然ウランの質量吸収係数は $\mu_m = 7.035\text{ cm}^2/\text{g}$ である．また， $\log_e 10 = 2.30$ を用いてよい．

(解答例)

1. 強度の変化 $dI (< 0)$ はそこでの強度 I と新たに通過する距離 dx に比例すると考えて

$$\begin{aligned} -dI &= \mu I dx \quad (dI \text{ はマイナスの値なので}) \\ \Rightarrow \frac{dI}{I} &= -\mu dx \\ \Rightarrow \int \frac{dI}{I} &= \int (-\mu) dx \\ \Rightarrow \log_e I &= -\mu x + \text{constant} \\ \Rightarrow I(x) &= I_0 e^{-\mu x}. \end{aligned} \quad (\text{I.84})$$

2. 題意より

$$\frac{I(x)}{I_0} = e^{-\mu x}. \quad (\text{I.85})$$

ここで，天然ウランの吸収係数 μ は

$$\begin{aligned} \mu &= \rho \mu_m \\ &= 19.1\text{g/cm}^3 \times 7.035\text{ cm}^2/\text{g} \\ &= 134.4\text{ cm}^{-1} \end{aligned} \quad (\text{I.86})$$

となるので

$$\begin{aligned}\frac{I(x)}{I_0} &= e^{-134.4 \text{ cm}^{-1} \times 0.5 \text{ cm}} \\ &\approx e^{-67} \\ &= 0.\end{aligned}\tag{I.87}$$

備考：

Am-241 は原子番号 95，半減期 432.2 年の α 放射体で，超ウラン元素の一つである．Am-241 が α 壊変して Np-237 となる． α 線のエネルギーは 5.4MeV， γ 線のエネルギーは非常に低く，僅か 0.06MeV のため，優れた α 線源として厚さ計，煙感知器，Am-Be 中性子線源，水分計などに用いられる．また，低エネルギー γ 線源として蛍光 X 線分析装置，硫黄計，骨成分分析装置に用いる．一方，Am-241 は ^{241}Pu の β 壊変（半減期は 14.4 年）によっても生成するので，使用済燃料の再処理で取り出した Pu（回収プルトニウムという）の保管期間が長くなると ^{241}Pu の割合が減り，Am-241 の割合が増加する．Am-241 が増加すると，核分裂物質が減少するとともに，中性子吸収が増えるため，原子炉燃料としての性能が悪くなる．（以上，ATOMCA (https://atomica.jaea.go.jp/dic/detail/dic_detail_1597.html) より引用．

また原子炉級プルトニウムの中の不純物の中で，「相対的に強い」ガンマ線源として知られる．Jones, G., Reactor-Grade Plutonium and Nuclear Weapons: Exploding the Myths, February 20, 2018, Nonproliferation Policy Education Center. Chapter 6. <http://www.npolicy.org/thebook.php?bid=37>

質量吸収係数の値は以下の文献参照：

X-Ray Mass Attenuation Coefficients, <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab3.html>

参考文献

- [1] 内閣府原子力委員会「我が国のプルトニウム管理状況」2019年7月30日. <http://www.aec.go.jp/jicst/NC/iinkai/teirei/siryo2019/siryo28/05.pdf>
- [2] H.A. ファイブソン，A. グレーザー，Z. ミアン，F. フォン・ヒッペル「核のない世界への提言-核物質から見た核軍縮」（鈴木達治郎監訳，富塚 明訳，法律文化社，2017）
- [3] 国立研究開発法人 日本原子力研究開発機構 (JAEA) 編，原子力百科事典「原子炉級プルトニウム」https://atomica.jaea.go.jp/dic/detail/dic_detail_1950.html

- [4] 原子燃料政策研究会「原子炉級プルトニウムと兵器級プルトニウム調査報告書」2001年5月. <http://www.cnfc.or.jp/j/proposal/reports/>
- [5] 河田東海夫「日本が保有するプルトニウムでは核武装はできない」2016年11月8日. <http://www.gepr.org/ja/contents/20161108-01/>
- [6] 野口邦和「原子力発電と核兵器との関係をめぐって」NERIC NEWS, No.419, 2019年11月号, pp.2-3.
- [7] 核開発に反対する会編「増補新版 隠して核武装する日本」影書房, 2013年.
- [8] Jones, G., Reactor-Grade Plutonium and Nuclear Weapons: Exploding the Myths, February 20, 2018, Nonproliferation Policy Education Center.<http://www.npolicy.org/thebook.php?bid=37>
- [9] 原発のプルトニウムで核兵器は出来ない?出来る?——文科省 vs 両鈴木氏(原子力委員会委員長代理+元原子力安全委員長) 2012. 2.22 <http://kakujoho.net/npp/kang2s.html#d4>
- [10] 原水爆禁止 2019年 世界大会・科学者集会実行委員会編「九州沖縄から東アジアの平和を一市民運動の役割と科学者の責任」(花書院, 2019年)
- [11] 鈴木達治郎「核兵器と原発日本が抱える『核の』ジレンマ」講談社現代新書, 2017年. 特に, p.186.
- [12] 太田昌克「日米〈核〉同盟—原爆, 核の傘, フクシマ」(岩波新書), 2014年.
- [13] 太田昌克「日本はなぜ核を手放せないのか—「非核」の死角」2015年.
- [14] 太田昌克「偽装の被爆国—核を捨てられない日本」岩波書店 2017年.
- [15] Ota, M., Conceptual Twist of Japanese Nuclear Policy: Its Ambivalence and Coherence Under the US Umbrella, Journal for Peace and Nuclear Disarmament, 1:1, 193-208, 2018. <https://doi.org/10.1080/25751654.2018.1459286>
- [16] The Effect of Nuclear Weapons, Compiled and edited by Samuel Glasstone and Philip J. Dolan, Third Edition, Prepared and published by the UNITED STATES DEPARTMENT OF DEFENSE and the UNITED STATES DEPARTMENT OF ENERGY https://www.dtra.mil/Portals/61/Documents/NTPR/4-Rad_Exp_Rpts/36_The_Effects_of_Nuclear_Weapons.pdf
- [17] Serber, R.: The Los Alamos Primer, University of California Press, 1992.

- [18] 岡本良治・中原純・森茂康「核分裂兵器と爆縮技術」『日本の科学者』19 (3), 2125(1984). [http://rokamoto.sakura.ne.jp/research/okamoto_nakahara_mori_JSA19\(1984\),21.pdf](http://rokamoto.sakura.ne.jp/research/okamoto_nakahara_mori_JSA19(1984),21.pdf)
- [19] Nuclear Energy Agency: Plutonium Fuel, an assessment, OECD 1989 <https://www.oecd-neo.org/ndd/reports/1989/nea6519-plutonium-fuel.pdf>, <https://atomica.jaea.go.jp/data/pict/04/04090101/04.gif>
- [20] Reed, B. C.: The Physics of the Manhattan Project, Springer, 2010.
- [21] Christopher F. Chybaa, Caroline R. Milneb, Simple calculation of the critical mass for highly enriched uranium and plutonium-239, American Journal of Physics 82, 977 (2014); https://www.princeton.edu/system/files/research/documents/Chyba_Simple%20Calculation%20of%20the%20Critical%20Mass.pdf
- [22] 多田 将「核兵器」明幸堂, 2019 年.
- [23] Sublette, C.: Nuclear Weapons Frequently Asked Questions, § 2, § 4, § 12. <http://nuclearweaponarchive.org/Nwfaq/Nfaq0.html>
- [24] Lovins, A. B.: Nuclear weapons and power-reactor plutonium, Nature, volume 283, pp.817-823 (1980). <https://www.nature.com/articles/283817a0>
- [25] Committee on International Security and Arms Control, National Academy of Sciences, 'Management and Disposition of Excess Weapons Plutonium,' National Academy Press, Washington D.C. 1994 <https://www.nap.edu/read/2345/chapter/1>
- [26] U.S. Department of Energy, Nonproliferation and Arms Control Assessment of Weapons-Usable Fissile Materials Storage and Excess Plutonium Disposition Alternatives, DOE/NN-0007, 37- 39, January 1997, www.fissilematerials.org/library/doe97.pdf
- [27] Mark, J. C. with an Appendix by von Hippel, F. and Lyman, E. : Explosive Properties of Reactor-Grade Plutonium, Science & Global Security, 4(1), 1993. <http://scienceandglobalsecurity.org/archive/sgs17mark.pdf>
- [28] Kang, J. & Suzuki, T.& S. Pickett, S. & A. Suzuki, A.: Spent Fuel Standard as a Baseline for Proliferation Resistance in Excess Plutonium Disposition Options, Journ. Nucl. Sci. Tech., 37, 691-696(2000). <https://doi.org/10.1080/18811248.2000.9714945>

- [29] Holden et al, Pure. App. Chem. Vol.73, No.8, pp.1525-1562, 2000.
<http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download?doi=10.1.1.528.7753&rep=rep1&type=pdf>
- [30] Gsponer, A. & Hurni, J.P.: The physical principles of thermonuclear explosives, inertial confinement fusion, and the quest for fourth generation nuclear weapons, January 20, 2009. <https://cryptome.org/2014/06/wmd-4th-gen-quest.pdf>
- [31] 岡本良治「北朝鮮の核兵器開発はどこまで進んだか」『日本の科学者』52(3), 24-30(2017). http://rokamoto.sakura.ne.jp/fukushima/20170kamoto_North-Korea-Nuclear-Weapon.pdf
- [32] Hecker, S. S.: Plutonium and Its Alloys, Los Alamos Science, no.26, 2000, p. 293. http://www.sciencemadness.org/lanl1_a/lib-www/pubs/00818035.pdf
- [33] 鈴木達治郎「プルトニウムと核拡散リスク」2015年8月3日.
https://nuclearabolitionjpn.wordpress.com/2015/08/03/plutonium-proliferation_risk_tatsusuzuki/
- [34] Japan Atomic Energy Agency: HANDBOOK OF INTERNATIONAL NUCLEAR SAFEGUARDS, October 2016, p.67. <https://www.jaea.go.jp/04/iscn/archive/ssac/ISCN%20SSAC%20handbook.pdf>
- [35] T. M. Willig, C. Futsaether, H. Kippel, Converting the Iranian Heavy Water Reactor IR-40 to a More Proliferation-Resistant Reactor, Science & Global Security, 20:97-116, 2012 <http://scienceandglobalsecurity.org/archive/sgs20mowillig.pdf>
- [36] ストックホルム国際平和研究所編, 木村繁訳「核拡散は防げるか?」共立出版, 1980年. 特に, 91ページと第2部総説の文献1.
- [37] 高木仁三郎編「プルトニウムを問う・国際プルトニウム会議・記録」社会思想社, 1993年.
- [38] Kutt, M., Fries, F. Englert, M., Plutonium Disposition in the BN-800 Fast Reactor: An Assessment of Plutonium Isotopics and Breeding, Science & Global Security, 22:188-208, 2014. Table 7 at p.200. <http://scienceandglobalsecurity.org/archive/sgs22kutt.pdf>
- [39] 岡本良治, 中西正之, 三好永作「炉心溶融物とコンクリートとの相互作用による水素爆発, CO爆発の可能性」科学, March, 2014, Vol.84, No.3,

pp.355-362.http://jsa-fukuoka.sakura.ne.jp/shiryo/Kagaku_201403_Okamoto_etal.pdf

- [40] 千葉豪「使用済み燃料プールでの即発臨界は事後の測定データから証明できるか」2013年7月27日. http://roko.eng.hokudai.ac.jp/studentadm/chiba_data/Fukushima/critpool.pdf
- [41] J. ロートブラット「核戦争と放射線」東京大学出版会 1982 年. 特に, 7 章.
- [42] Mark, J.C., Davies, T.D., Hoeing, M.M., Leventhal, P.L. The Tritium Factors as a Forcing Function in Nuclear Arm Reduction Talk, Science, 02 Sep 1988, Vol.24, Issu 4870, pp.1166-1168.
- [43] 新たな原子力核不拡散に関するイニシアチブ研究会提言. 2019 年 6 月 4 日. https://www.spf.org/global-data/20190604_plutonium_v2.pdf
- [44] ブルーノ・ロッシ「物理学者ブルーノ・ロッシ自伝—X 線天文学のパイオニア」(中公新書) 1993 年. 特に, 4 章 ロスアラモス—原子爆弾—
- [45] JASON advisory-panel, Hydrodynamic-and-Nuclear-Experiments, JSR-11-340. November 2011.<https://fas.org/irp/agency/dod/jason/hydro.pdf>, <https://fas.org/blogs/secrecy/2015/02/jason-hydro/>
- [46] Samuel T. Glasstone, An Introduction to Nuclear Weapons by Samuel Glasstone and Leslie M. Redman (June 1972) (WASH-1037 Revised).http://www.alternatewars.com/WW3/Glasstone_Intro/Introduction_JUN-1972-REV.pdf
- [47] D. E. G. Barroso EQUATION OF STATE OF URANIUM AND PLUTONIUM, 2015. <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1502/1502.00497.pdf>
- [48] 平川直弘, 岩崎智彦「原子炉物理入門」東北大学出版会, 2003 年. 図 1.4, p.20